

ЛЕНИНГРАДСКИЙ ОРДЕНА ЛЕНИНА
И ОРДЕНА ТРУДОВОГО КРАСНОГО ЗНАМЕНИ
ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ ИМЕНИ А. А. ЖДАНОВА

Б. М. ЯНОВСКИЙ

ЗЕМНОЙ МАГНЕТИЗМ

*Допущено Министерством
высшего и среднего специального
образования СССР
в качестве учебного пособия
для студентов физических
специальностей
высших учебных заведений*



Издательство
Ленинградского университета
Ленинград
1978

УДК 550.38 : 075.8

Яновский Б. М. Земной магнетизм. Учебное пособие. Изд. 4-е, перераб. и дополн. Под ред. В. В. Металловой. Л., Изд-во Ленингр. ун-та, 1978. Ил. 252, табл. 32, библиогр. 526 назв., с. 1—592.

Настоящее учебное пособие является четвертым переработанным изданием. (Третье издание вышло в 1963—1964 гг. в Издательстве Ленинградского университета.) В пособии излагаются морфология и теория главного магнитного поля Земли, его вариаций и связанных с этим явлений — полярных сияний, ионосферных процессов.

Учебное пособие выпускается с рекомендательным грифом Министерства вузов СССР и предназначено для студентов и аспирантов физических и геологических факультетов. Оно может быть также использовано научными работниками — магнитологами и геофизиками.

Ответственный редактор канд. физ.-мат. наук *В. В. Металлова*.

Рецензенты:

Кафедра физики Земли Московского государственного университета
им. М. В. Ломоносова

(Зав. кафедрой — чл.-кор. АН СССР проф. *В. А. Магницкий*)

Доктор физ.-мат. наук проф. *В. А. Троицкая*

(Ин-т физики Земли им. О. Ю. Шмидта АН СССР)

ПРЕДИСЛОВИЕ РЕДАКТОРА

Со времени выхода в свет третьего издания «Земной магнетизм» (в двух томах) прошло более 10 лет. За этот период накопилось очень много нового во всех разделах данной науки. Seriously изменились наши представления о главном магнитном поле Земли (значительную роль сыграл при этом новый вид магнитных съемок — спутниковая съемка). Более полными стали сведения о вековых вариациях и их природе. Благодаря развитию физических основ палеомагнетизма и расширению палеомагнитных исследований во всем мире продвинулось вперед изучение истории магнитного поля Земли. Широко используются сегодня палеомагнитные данные для решения многих прикладных задач (разработка палеомагнитной геохронологической шкалы, определения тектонических нарушений по результатам палеомагнитных исследований и т. д.).

Очень серьезные изменения произошли за последнее десятилетие в наших представлениях о процессах, происходящих в околоземном космическом пространстве, в магнитосфере Земли. Многие явления, теперь уже достаточно исследованные, совсем не отражены в третьем издании курса «Земной магнетизм».

В русской и зарубежной литературе отсутствуют учебные пособия, посвященные земному магнетизму и написанные на современном научном уровне. Все это побудило учеников и друзей Б. М. Яновского предпринять четвертое издание курса «Земной магнетизм». Коллектив, готовивший книгу, старался, внося изменения, сохранить общий подход Бориса Михайловича Яновского к изложению материала.

В связи с тем, что учебное пособие выходит однотомным изданием при сокращенном объеме, пришлось исключить главы, касающиеся интерпретации магнитометрических данных, применения вариаций земного магнитного поля для целей разведки и изучения внутреннего строения Земли, а также геомагнитные измерения. Таким образом, настоящее издание охватывает только вопросы собственно явления земного магнетизма. Такое построение книги повлекло за собой некоторую перестановку материала по сравне-

нию с предыдущим. Так, в первую часть настоящей книги из второго тома третьего издания перенесены главы «Основы теории ферромагнитных явлений» и «Магнитные свойства горных пород и минералов». Объясняется это тем, что знание теории магнитных явлений необходимо для знакомства с физическими основами палеомагнетизма. Таким образом, эти две главы логично предпосланы последующей главе «Палеомагнетизм».

Коллектив, готовивший учебное пособие к четвертому изданию, счел возможным оставить гл. 1 «Основные законы стационарного магнитного поля» без изменений. Эта глава вводит читателя в основной круг вопросов, анализируемых далее в учебном пособии. В ней рассмотрен ряд задач, имеющих прямое отношение к вопросам источников магнитного поля Земли и его аналитического представления, причем подробность изложения продиктована назначением книги. В последующих главах выводы основываются на материале первой главы — на разложении магнитного потенциала в ряд по сферическим функциям (см. гл. 3), на выводе выражения для магнитного потенциала элементарного контура (см. гл. 9), для магнитного поля, создаваемого намагниченным телом (см. гл. 3, 7), для потенциала токового слоя (см. гл. 2 и 3 второй части) и т. д.

В гл. 2 «Элементы магнитного поля Земли, его представление и методы исследования» сохранена логика изложения третьего издания книги, хотя глава существенно переработана канд. физ.-мат. наук В. С. Цирелем (Научно-производственное объединение «Геофизика») и д-ром физ.-мат. наук А. Н. Пушковым (Институт земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн АН СССР).

Гл. 3 «Аналитическое представление магнитного поля Земли» также значительно переработана и дополнена д-ром физ.-мат. наук Н. П. Беньковой (Институт земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн АН СССР). Введены новые разделы, отражающие дальнейшее развитие аналитического представления магнитного поля Земли, особенно для прошлых геологических эпох, на основе использования данных архео- и палеомагнитных исследований. Проанализирована динамика магнитного поля и его источника за последние эпохи.

Гл. 4 «Структура магнитного поля Земли» осталась почти без изменений. Сделаны только небольшие дополнения, касающиеся методов разделения магнитного поля Земли на составляющие и современных представлений о недипольной части поля. Изменения в эту главу были внесены д-ром физ.-мат. наук Т. Н. Симоненко (Ленингр. отд. Института земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн АН СССР).

Гл. 5 «Вековые вариации» значительно переработана д-ром физ.-мат. наук Г. Н. Петровой, канд. физ.-мат. наук С. П. Бурлацкой (Институт физики Земли АН СССР), д-ром физ.-мат. наук В. П. Головковым (Международный центр данных) в соответствии с новыми данными о морфологии и спектральных характеристиках вековых вариаций.

Гл. 6 «Основы теории ферромагнитных явлений» вспомогательная, но необходимая для понимания основ палеомагнетизма. По сравнению с третьим изданием она несколько сокращена канд. физ.-мат. наук В. В. Металловой (Ленинградский гос. университет им. А. А. Жданова). Пришлось ограничить круг излагаемых вопросов теми, которые необходимы для общего понимания процессов намагничивания горных пород, особенно в слабых полях. Вспомогательный характер главы и ограниченный объем учебного пособия, естественно, не позволили осветить многие явления ферромагнетизма, такие, как объемная магнитострикция, гистерезис магнитострикции, индуцированная и однонаправленная анизотропия и т. д., изложение которых читатель найдет в специальных монографиях и учебных пособиях по ферромагнетизму. Кроме того, мы сочли возможным перенести рассмотрение некоторых вопросов в гл. 7. Например, очень важное для магнетизма горных пород явление суперпарамагнетизма дано в параграфе о химическом намагничивании.

Существенно переработана по сравнению с третьим изданием глава «Магнитные свойства горных пород и минералов»: д-ром физ.-мат. наук Г. Н. Петровой — § 1—3, 6, 10, д-ром геол.-минерал. наук Д. М. Печерским — § 11, кандидатами физ.-мат. наук С. Ю. Бродской — § 11, В. И. Багиным — § 4, Л. С. Безуглой (Институт физики Земли АН СССР) — § 6, д-ром физ.-мат. наук Л. Е. Шолпо (Всесоюзный геологический институт) — § 9, д-ром физ.-мат. наук А. Н. Храмовым (Всесоюзный нефтяной геологоразведочный институт) — § 7, кандидатами физ.-мат. наук В. В. Металловой — § 1—5, 8, 14, 15, И. Н. Петровым (Ленинградский гос. университет им. А. А. Жданова) — § 8, Е. Г. Гуськовой (Ленингр. отд. Института земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн АН СССР) — § 12, В. А. Жилиевой (Московский гос. университет им. М. В. Ломоносова) — § 13. В новой гл. 7 «Магнетизм горных пород» подробно рассмотрены процессы намагничивания горных пород, изложены свойства и теоретические основы отдельных видов намагничивания, даны условия образования минералов, их свойства и свойства метеоритов и лунных пород, а также рассмотрены возможные механизмы самообращения намагниченности.

Следует отметить, что в настоящее время имеются строгие расчеты смещения доменных границ при вязком намагничивании с позиции спиновых волн. Однако они громоздки математически и не всегда позволяют пояснить физическую сторону описываемого явления. Мы сочли возможным сохранить в этой главе расчет смещения доменных границ в соответствии с теорией Нееля, который при относительной простоте достаточно наглядно отражает физику термического последействия. Кроме того, поскольку о роли диффузионного последействия в магнетизме горных пород пока еще нет единодушного мнения, мы только указали на этот возможный механизм магнитной вязкости в горных породах, отослав читателя к соответствующей литературе.

В гл. 8 «Палеомагнетизм» д-ром физ.-мат. наук А. Н. Храмовым внесены изменения в соответствии с новыми результатами палеомагнитных исследований.

Гл. 9 «Физические теории магнитного поля Земли» дополнена параграфом, в котором дается доказательство теоремы Каулинга о невозможности существования аксиально-симметричного динамо. Введен также новый параграф, посвященный термодинамике земного гидродинамо (§ 6 написан кандидатами физ.-мат. наук Э. П. Кропачевым (Ленингр. отд. Института земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн АН СССР) и В. В. Металловой, § 8 — Э. П. Кропачевым). Изменен в соответствии с новыми данными § 2 (д-ром физ.-мат. наук Т. Б. Яновской и канд. физ.-мат. наук А. А. Ковтун — сотрудниками Ленинградского гос. университета им. А. А. Жданова).

Следует отметить, что мы сознательно сохранили в этой главе рассмотрение ранних гипотез о природе магнитного поля Земли, имеющих исторический интерес. Их изложение, на наш взгляд, существенно важно в методическом аспекте, так как, предваряя знакомство с современной гипотезой магнитного гидродинамо Земли, позволяет убедительно проиллюстрировать несостоятельность ранних гипотез и подвести читателя к мысли о том, что источник геомагнитного поля следует искать в ядре Земли.

Необходимо также указать, что проблема магнитного гидродинамо Земли чрезвычайно сложна, и необходима специальная монография, посвященная этому вопросу. Естественно, что в ограниченных рамках данного учебного пособия эта проблема не могла быть отражена подробно и всесторонне, хотя составители и стремились к этому.

Первая часть книги дополнена заключением «Внутреннее строение Земли по геомагнитным данным», написанным д-рами физ.-мат. наук Г. Н. Петровой, Т. Н. Симоненко и канд. физ.-мат. наук В. В. Металловой. В ней кратко рассмотрены те черты внутреннего строения Земли, которые могут быть оценены по данным земного магнетизма. Подчеркнем, что весь материал этой главы дискуссионный, но мы считаем, что появление его в книге закономерно.

Значительной переработке подверглась вторая часть «Переменное магнитное поле Земли». Это объясняется тем, что за последние десять лет серьезно изменились и классификация вариаций, особенно классификация геомагнитных возмущений, и физические представления о процессах, происходящих в околоземном космическом пространстве.

Гл. 1 «Вариации магнитного поля Земли и методы их исследования» подверглась незначительной переработке. Отметим, что методы анализа вариаций излагаются в ней в том виде, как они используются на практике, т. е. довольно кратко и по возможности просто. Кроме того, следует указать, что в главе уделено большое внимание индексам магнитной активности, особенно тем, которые характеризуют конкретные физические процессы.

Гл. 2 «Периодические геомагнитные вариации» также претерпела незначительные изменения. В ней даны классические методы расчета и построения токовых систем, эквивалентных периодическим вариациям. В настоящее время наблюдается тенденция перейти от построения «осредненных» систем токов к «мгновенным». Однако вопрос о «мгновенных» системах S_d -токов изложен в данной главе достаточно кратко, так как это направление еще только начинает развиваться. Гл. 1 и 2 переработаны канд. физ.-мат. наук О. А. Трошичевым (Ленинградский гос. университет им. А. А. Жданова).

Гл. 3 «Геомагнитные возмущения» переработана д-ром физ.-мат. наук О. М. Распоповым (Полярный геофизический институт) — § 6, 7 и канд. физ.-мат. наук О. А. Трошичевым — § 1—5 на основе современных представлений о свойствах и типах геомагнитных возмущений.

Гл. 4 «Явления, сопутствующие геомагнитным вариациям» также подверглась существенной переработке по сравнению с предыдущим изданием (§ 1 — д-ром физ.-мат. наук М. И. Пудовкиным и А. Н. Поповым, § 2 — М. И. Пудовкиным (Ленинградский гос. университет им. А. А. Жданова)). В этой главе большое внимание уделено ионизационно-рекомбинационным процессам в ионосфере, определяющим ее состояние, и дан подробный вывод выражения электропроводности, так как эта величина чрезвычайно существенна для оценки процессов в высоких слоях атмосферы Земли.

Гл. 5 «Теории полярных сияний и магнитных возмущений» переработана д-ром физ.-мат. наук М. И. Пудовкиным. В этой главе мы сочли возможным оставить довольно подробное изложение теории Штёрмера, так как она является классической и применяется на практике для расчетов траектории энергичных частиц в магнитном поле Земли. В этой главе на современном уровне рассмотрены теоретические основы магнитных возмущений.

В заключении ко второй части книги приведена схема развития магнитосферной бури по современным представлениям и намечены основные перспективы направления дальнейших исследований магнитосферы и процессов, в ней происходящих. Заключение написано канд. физ.-мат. наук Н. А. Цыганенко (Ленинградский гос. университет им. А. А. Жданова) под руководством д-ра физ.-мат. наук М. И. Пудовкина.

В новом издании, так же как и в предыдущих, все величины в формулах выражены в системе СГС, а там, где приведены конкретные значения, — и в единицах СИ. Это объясняется тем, что вся мировая наука по земному магнетизму и магнитная картография используют систему единиц СГС. Следует отметить также, что в большинстве монографий и учебных пособий по электричеству и магнетизму по-прежнему материал излагается в единицах СГС (см., например, Парселл Э. Электричество и магнетизм. Берклееский курс физики М., «Наука», 1974), что объясняется большей наглядностью и лучшим выявлением физического смысла законов и уравнений электромагнитного поля.

Новое издание курса «Земной магнетизм» преследует те же цели, что и предыдущие — служить учебным пособием для студентов физических и геологических факультетов университетов, специализирующихся в области геофизики. Однако книга может быть рекомендована аспирантам и научным работникам, изучающим вопросы земного магнетизма, и специалистам в смежных областях, которым по роду своей деятельности необходимы сведения о земном магнетизме.

Общая научная редакция учебного пособия выполнена канд. физ.-мат. наук В. В. Металловой.

В подготовке рукописи к печати большое участие принимали Е. Г. Гуськова, К. А. Стабровский, А. Б. Дягилев, С. А. Зайцева, Д. Я. Ивлиев, которым мы за это очень благодарны.

Все замечания о книге просим направлять по адресу: 198904, Ленинград, Ст. Петергоф, ул. 1-го Мая, 100, ЛГУ, Физический факультет, кафедра физики Земли или 199164, Ленинград, Университетская наб., 7/9, Издательство ЛГУ, физико-математическая редакция.

ВВЕДЕНИЕ

КРАТКИЕ ИСТОРИЧЕСКИЕ СВЕДЕНИЯ

Непосредственные наблюдения как на земной поверхности, так и вне ее (на ракетах и со спутников) показывают, что вокруг земного шара существует магнитное поле. Так, если подвесить магнитную стрелку и дать ей возможность свободно вращаться вокруг своего центра тяжести, то в любой точке земной поверхности она будет занимать определенное положение в пространстве, не испытывая при этом никаких заметных перемещений относительно земной поверхности. Этот простейший опыт указывает не только на наличие магнитного поля на земной поверхности, но и на то, что поле вблизи стрелки однородно. Однако тот же опыт, если производить его в точках, достаточно удаленных друг от друга, приводит к заключению, что по отношению ко всей поверхности Земли магнитное поле неоднородно, так как стрелка устанавливается в разных пунктах по-разному по отношению к оси вращения Земли.

Изучение магнитного поля Земли — прерогатива одного из разделов геофизики, который получил название земного магнетизма. Конечная цель исследований в области земного магнетизма — установление причин, обуславливающих магнитное поле Земли, и тех явлений, которые связаны или вызываются им. Поэтому исследователи земного магнетизма изучают не только само магнитное поле и его изменения, но и такие явления, как магнетизм горных пород, теллурические токи (электрические токи в Земле), полярные сияния, токи в ионосфере.

О существовании магнетизма человечеству стало известно примерно с 800 г. до нашей эры. В различных сочинениях греческих авторов имеются ссылки на «таинственный камень», обладающий замечательным свойством притягивать к себе железо. Первоначальными названиями его были «геркулесов камень», «лидийский камень», «сидерит» или просто «камень». Позднее все эти названия заменились термином «магнит».

Свойства притяжения магнита были хорошо известны грекам еще в VII—VI вв. до н. э. Так, например, в сочинениях Фалеса (~640—546 гг. до н. э.) имеется упоминание об этом факте*.

* См., например, Маттис Д. Теория магнетизма. М., 1967, с. 403.

О применении европейцами компаса впервые говорится в сочинении английского монаха Александра Некэма (1157—1217 гг.) «De Regum Naturis» (~1187 г.), опубликованном в XII в.: «Моряки во времена плаванья, когда не могут ориентироваться по Солнцу из-за пасмурной погоды или когда мир погружен в темноту ночи, и когда они не знают, в каком направлении держать путь, пользуются свободно вращающейся стрелкой, один конец которой показывает на север».

Самым ранним европейским трактатом о магните и его свойствах являются письма П. Перегрина некоему Сигеру от 12 августа 1269 г.* В этом сочинении П. Перегрин излагает все известные в его время свойства магнита и дает впервые названия полюсов магнита. Конец стрелки, указывающий на север, П. Перегрин предлагает назвать северным полюсом, а противоположный — южным. Однако главная заслуга П. Перегрина — усовершенствование компаса, который в то время представлял собой довольно грубый прибор в виде плавающего магнита в сосуде с водой, не имевший указателя для производства отсчетов. П. Перегрин соединил компас с морской астролябией, снабдив его градуированной шкалой и базисной линией, чтобы дать возможность капитану не только управлять кораблем, но и определять азимуты небесных светил. Вначале П. Перегрин пользовался плавающим компасом, но позднее ввел компас, вращающийся на вертикальном стержне. Содержание письма П. Перегрина оставалось неизвестным широким кругам до XVI в., и поэтому его открытие не получило распространения.

До сих пор историки спорят о дате и месте рождения компаса. Многие считают, что компас появился в Китае между 2637 г. до н. э. и 1100 г. н. э. Изобретение морского компаса (1302—1318 гг.) в современном его виде приписывается итальянцу Флавио Джойя, жившему в начале XIV в. Ф. Джойя поместил компасную стрелку на острие, как это имеет место в современных компасах, и снабдил ее бумажным кругом (картушкой), разделенным на 32 части, известные под названием «розы ветров» или румбов.

Новым толчком в деле развития науки о земном магнетизме послужило открытие магнитного склонения Х. Колумбом во время его плаванья из Европы в Америку. С этого времени, собственно говоря, и начинается наука о земном магнетизме. До открытия Х. Колумба, т. е. вплоть до XV в., существовало убеждение, что магнитная стрелка точно показывает на север, и объяснялось это явление притяжением стрелки Полярной звездой. И только лишь после первого путешествия Х. Колумба в Новый свет стало известно, что магнитная стрелка меняет свое направление при переходе из одного места в другое. Через несколько дней после выхода Х. Колумба из Европы**, 13 сентября 1492 г. было замечено, что

* Thomson S. Petrus Peregrinus de Maricurt and his Epistola de Magnete. London, 1907.

** Путешествия Х. Колумба. Дневники, письма, документы. Пер. с исп. М., 1961. 515 с.

магнитная стрелка изменила свое направление, отклонившись на NW. На следующее утро было отмечено, что изменение произошло опять в том же направлении и на ту же самую величину. 17 сентября капитан, определив азимут Солнца, нашел, что за четыре дня стрелка изменила свое направление на целое деление компаса. Чтобы успокоить команду, Колумбу пришлось прибегнуть к обману, изменив деления компаса, и объяснить, что не стрелка изменила свое направление, а Полярная звезда сместилась со своего места. Измерения, произведенные по прибытии в Новый свет, показали, что стрелка опять указывает точно на север.

Таким образом, в конце XV в. в Европе стали известны два факта: отклонение стрелки от истинного меридиана и изменение величины отклонения от места к месту. Эти факты и послужили началом измерения одного из элементов земного магнетизма и, следовательно, явились началом науки о нем.

Открытие магнитного наклона принадлежит, по-видимому, Георгу Гартману из Нюрнберга — мастеру, изготовившему компас и солнечные часы и впервые определившему склонение в Риме около 1510 г., но сообщил он об этом лишь в 1544 г. в письме к графу Альберту Прусскому*. В этом же письме он указал, что магнит не только отклоняется к востоку приблизительно на 9° , но также наклоняется и книзу.

Первая обширная серия тщательно сделанных наблюдений склонения на море была произведена Жаном де Кастро в 1538 г. при переезде его из Европы в Восточную Индию. Первый же трактат о магнитном склонении был опубликован В. Борроу в Англии в 1585 г.**

К концу XVI в. определения склонения были произведены для сотни пунктов, расположенных в различных местах земного шара, в том числе и в России. Так, в 1556—1557 гг. были определены склонения в устье р. Печоры, на о-вах Новая Земля, Вайгач и в г. Холмогорске, а в 1580 г. — в Астрахани и Дербенте [44].

Письмо Г. Гартмана не было опубликовано, а возможно, не было и известно его современникам, поэтому когда в 1581 г. английский гидрограф Роберт Норман впервые опубликовал результаты своих наблюдений наклона, то долгое время открытие этого элемента приписывалось ему***. Тогда же П. Норман впервые высказал мысль, что причина, вследствие которой стрелка устанавливается по определенному направлению, находится внутри Земли. Им же было экспериментально доказано, что магнит в земном поле испытывает только лишь вращательное движение. Для этого он помещал магнитную стрелку в сосуд с водой и уравнивал ее так, чтобы она могла свободно перемещаться на поверхности или внутри воды.

* Это письмо найдено в архивах г. Кенигсберга в 1831. См.: Hellmann G. *Rara Magnetica*. Berlin, 1898.

** См. статью редактора А. Г. Калашникова в книге [56].

*** Norman P. *The Newe Attractive*. London, 1581.

Следующим знаменательным шагом в развитии науки о земном магнетизме нужно считать появление в 1600 г. книги У. Гильберта «О магните, магнитных телах и о большом магните — Земле», переведенной на русский язык в 1956 г. [56]. В этой работе впервые дается теоретическое представление о причинах земного магнетизма, которое и в настоящее время не утратило своего значения. У. Гильберт высказывает утверждение, что Земля представляет собой магнит, полюсы которого совпадают с географическими полюсами, подтверждая это положение опытами с намагниченным железным шаром. Главным аргументом в доказательстве своей теории У. Гильберт считал явление наклона магнитной стрелки, которое оказалось примерно одинаковым как для маленькой модели земного шара, изготовленного из природного магнита, так и для Земли. Для объяснения явления склонения, которое противоречило его теории, У. Гильберт выдвинул предположение о намагниченности материков, которые производят отклоняющее действие на стрелку. Значение теории У. Гильберта состояло в том, что он установил связь магнитного поля Земли с земным шаром, указав, что причину земного магнетизма следует искать не вне, а внутри Земли.

До конца XVII в. все наблюдения земного магнетизма ограничивались измерениями склонения и наклона, так как не существовало методов, которые позволили бы определить величину магнитной силы. Лишь в 1785 г., когда Ш. Кулон предложил метод измерения вращающего момента, появилась возможность разработки метода измерения напряженности магнитного поля. Первый метод был предложен самим Ш. Кулоном и нашел сразу же широкое применение в различных экспедициях при производстве магнитных измерений. Он состоял в определении периода качания магнита и поэтому мог давать лишь относительные значения напряженности поля. Но период качания зависит не только от напряженности, но и от магнитного момента магнита, который сам может изменяться и тем самым изменять период колебания.

В 1839 г. появилась классическая работа К. Гаусса, озаглавленная «Напряженность земной магнитной силы, приведенная к абсолютной мере». В ней К. Гаусс дал теоретические обоснования метода измерения горизонтальной составляющей в абсолютных единицах и разработал технику эксперимента. Почти одновременно с этой работой К. Гаусс опубликовал вторую под заглавием «Общая теория земного магнетизма» [55], в которой, отказываясь от всяких гипотез, ставит совершенно по-иному задачу об интерпретации магнитного поля Земли. Допустив единственное предположение, что причины земного магнетизма лежат внутри Земли, К. Гаусс представил магнитный потенциал для любой точки на поверхности земного шара как функцию координат: широты и долготы, разложенную в бесконечный ряд по шаровым функциям. Ограничиваясь конечным числом членов этого ряда, можно было определять (пользуясь результатами наблюдений) коэффициенты этого ряда и тем самым иметь возможность теоретически вычислять потенциал в любой точке земной поверхности.

До 1634 г. все исследователи предполагали, что магнитное склонение меняется только от места к месту и для определенного пункта оно неизменно. В 1634 г. Г. Геллибранд* произвел определение склонения в Лондоне и нашел его равным $4^{\circ}6'$, а определения, сделанные В. Борроу и П. Норманом в 1580 г., дали уже значение $11^{\circ}15'$. Этот факт показал, что магнитное склонение за 54 года претерпело настолько значительные изменения, что их нельзя было приписать ошибкам наблюдений, и поэтому пришлось установить факт постепенного изменения этого элемента со временем, который впоследствии получил название вековых вариаций. Таким образом, первыми были открыты вековые вариации склонения. Суточные вариации склонения были впервые обнаружены в 1682 г. Г. Ташаром, который, наблюдая склонение в г. Луво в Сиаме в течение трех дней подряд, нашел, что оно меняется день ото дня. Так как измерения, по всей вероятности, были произведены в разное время дня, наблюдавшиеся изменения, несомненно, принадлежали к суточным вариациям. Более тщательное доказательство этого явления было сделано лондонским часовых дел мастером Дж. Грэхэмом, который, произведя в 1722 г. в течение одного дня около сотни наблюдений над магнитной стрелкой, обнаружил наличие таких вариаций. Наблюдения Дж. Грэхэма были подтверждены в том же году проф. А. Цельсием в Упсале (Швеция), после чего суточные изменения стали признанным фактом.

Позднейшие наблюдения обнаружили существование вариаций наклонения, а после разработки в конце XVIII в. методов измерения горизонтальной составляющей были также обнаружены и вариации этого элемента. Поэтому, естественно, возник вопрос об исследовании этих вариаций путем организации непрерывных наблюдений над ними на специально построенных магнитных обсерваториях, которые появились впервые в двадцатых годах XIX в. в России и в Западной Европе.

В России первым, обратившим серьезное внимание на явления земного магнетизма, был М. Ломоносов, который еще в 1759 г. в своем труде «Рассуждения о большей точности морского пути»** дал решение ряда вопросов, относящихся к земному магнетизму. Рассматривая в этом труде поведение компаса на корабле и давая рекомендации относительно конструкции компаса, позволившей бы увеличить точность его показаний, М. Ломоносов одновременно останавливается и на причинах, вызывающих определенную ориентировку магнитной стрелки в пространстве. До него существовало представление о магнитном поле Земли как поле одного магнита, имеющего два полюса. М. Ломоносов впервые высказал предположение о структуре земного шара как тела, состоящего из мельчайших разнородно намагниченных частичек, которые в совокупности образуют неоднородно намагниченный шар, чем и объясняются неодинаковые значения склонения в разных частях земного шара.

* См. статью редактора А. Г. Калашникова в книге [56].

** Ломоносов М. В. Полн. собр. соч. Т. 4. М., Изд-во АН СССР, 1950—1959 гг.

(Этим он предвосхитил идею К. Гаусса о произвольном намагничивании земного шара.) Для проверки этих предположений он рекомендует устройство постоянных пунктов (обсерваторий) на суше и проведение систематических наблюдений в море на кораблях.

В первой половине XIX в. появляются классические работы проф. И. Симонова (1794—1855 гг.) и акад. А. Купфера (1799—1865 гг.), в которых основные идеи М. Ломоносова претворяются в жизнь. Еще до появления статьи К. Гаусса профессор Казанского университета И. Симонов опубликовал в 1835 г. работу «Опыт математической теории земного магнетизма» [130]. Автор показал, что магнитное поле Земли, вызванное суммарным действием магнитных частиц, находящихся внутри нее, будет тождественно с полем диполя, если допустить, что частицы распределены равномерно. Выражение потенциала диполя в функции широты и долготы оказалось тождественным с первым членом разложения потенциала, выведенного К. Гауссом [55].

Работы И. Симонова и К. Гаусса положили основание современному представлению о магнитном поле Земли, и появление их следует считать началом современного этапа в ходе развития науки земного магнетизма. С этого времени начинается быстрое накопление и систематизация материалов о распределении элементов земного магнетизма, создается целый ряд гипотез о происхождении магнитного поля Земли и, наконец, в последнее время получают широкое распространение методы использования магнитных наблюдений для практических целей. Акад. А. Купферу принадлежит заслуга в организации систематических наблюдений над вариациями элементов в ряде обсерваторий, открытых по его настоянию и инициативе. Так, в 1829 г. А. Купфером была организована магнитная обсерватория в Петербурге, в которой с октября 1829 г. начались ежечасные наблюдения склонения. В 1832 г. по его ходатайству Горное ведомство строит обсерваторию на горных заводах Сибири: в Нерчинске, Барнауле и Колывани, а в 1836 г. открывается обсерватория в Екатеринбурге (Свердловске) — в центре горнозаводской промышленности Урала. Необходимо отметить, что из обсерваторий, организованных А. Купфером, одна — Свердловская — продолжает непрерывную работу до настоящего времени. В Нерчинске, Барнауле и Колывани обсерватории прекратили существование в 60-х годах XIX столетия, когда с отменой крепостного права горнозаводская промышленность Сибири и Урала, основанная на подневольном труде, пришла в упадок. Петербургская обсерватория имела перерыв в своей работе с 1852 по 1870 г.

По поводу исследований, проводившихся в 30—40 гг. XIX века по изучению земного магнетизма, акад. М. Рыкачев в историческом очерке Главной геофизической обсерватории писал: «Ни в какой стране открытие Гаусса не отразилось с такой силой, как в России, где в это время Купфер был занят проектом учреждений целой системы магнитных и метеорологических наблюдений»*.

* Рыкачев М. А. Исторический очерк Главной физической обсерватории за 50 лет ее деятельности (1849—1899). С.-Пб., 1899, с. 30.

Крупными событиями в русской науке о земном магнетизме в семидесятих годах прошлого столетия явились систематическая магнитная съемка, производившаяся доцентом Казанского университета И. Смирновым, и возобновление деятельности Петербургской магнитной обсерватории с последующим перенесением ее в Павловск. И. Смирнов по собственной инициативе осуществил планомерную магнитную съемку почти всей территории европейской части России, определив за 1871—1878 гг. 281 пункт, и только преждевременная смерть не позволила ему осуществить повсеместную съемку на всем пространстве России. Эта съемка позволила установить наличие крупной магнитной аномалии в Курской области и дать ценные сведения о магнитном поле европейской территории России. Результаты ее послужили основанием к созданию А. Тилло в 1881 и 1885 гг. первых магнитных карт.

По инициативе акад. Г. Вильда в 1870 г. возобновились вариационные наблюдения в Петербурге, но в 1878 г. они были перенесены в Павловск, где была создана первоклассная магнитная обсерватория, являвшаяся до самых последних дней своего существования примером для всех обсерваторий земного шара. Г. Вильду принадлежит заслуга в создании целого ряда новых приборов для наблюдений. Им были разработаны три типа абсолютного магнитного теодолита, построены деклинатор и индукционный инклинатор и создана серия вариационных приборов. Вся эта аппаратура продолжала свою работу в Павловской обсерватории до эвакуации в 1941 г. Такими же приборами были снабжены и обсерватории в Свердловске, Иркутске и Тбилиси.

Продолжателем дела И. Смирнова в конце девятистых годов стал доцент Одесского университета П. Пассальский, который в 1898 и 1900 гг. произвел подробную съемку Крымского полуострова и прилегающего к нему района, сделав наблюдения более чем в двухстах пунктах.

До конца XIX в. все исследования магнитного поля Земли производились или отдельными заинтересованными учреждениями, или же отдельными учеными, без какого-либо объединяющего или организующего центра. В начале текущего века стала ясной связь между магнитным полем Земли и геологическим ее строением, и Академией наук был поднят вопрос о проведении магнитной съемки всей территории России по единому плану и под общим руководством Академии за счет специальных сумм, которые должны быть ассигнованы из средств Государственного казначейства. Инициатором этого начинания был директор Главной геофизической обсерватории М. Рыкачев, который, обосновывая проведение магнитной съемки в докладе, прочитанном на XII съезде русских естествоиспытателей и врачей, говорил: «Общее распределение магнетизма на поверхности земного шара таково, что можно принять весь шар за магнит с магнитной осью, наклоненной к оси вращения Земли, но затем имеются большие отклонения от симметричного распределения в больших областях и в отдельных небольших местностях; изучения этих последних показывают, что такие мест-

ные аномалии находятся в связи с геологическим строением данной области. Из сказанного ясно, какое важное значение для успеха науки имеет изучение магнитного состояния такого магнитного тела, как наша Земля»*. Магнитная съемка, организованная Академией наук, началась в 1910 г. и продолжалась до 1914 г., когда в связи с военными событиями она прекратилась, и возобновилась лишь после Октябрьской революции.

К числу крупных теоретических работ начала XX в. относится работа профессора Московского университета Н. Умова «О построении геометрического образа потенциала Гаусса как приеме изыскания законов земного магнетизма» [139], в которой впервые была дана интерпретация постоянных членов разложения К. Гаусса, физический смысл которых оставался до этого неизвестным.

Бурное развитие изучения явлений земного магнетизма началось после Великой Октябрьской революции, когда открылись все возможности для быстрого и эффективного использования всех явлений природы. В первые же годы Советской власти по инициативе В. И. Ленина началось всестороннее исследование Курской магнитной аномалии, которое привело к открытию богатейших залежей железной руды. В 1924 г. была открыта первая в мире Полярная обсерватория в проливе Маточкин Шар на Новой Земле. В последующие годы такие же обсерватории создаются в целом ряде пунктов на протяжении от Земли Франца Иосифа до Берингова пролива. В 1930 г. по инициативе проф. Н. Розе и под его непосредственным руководством началась генеральная магнитная съемка, покрывшая магнитными пунктами (26 000) за 10 лет всю территорию СССР. Это позволило построить магнитные карты с точностью, которой раньше нельзя было и предполагать. Большая роль в проведении этой съемки принадлежала проф. Н. Трубяччинскому, который не только лично принимал в ней участие, но и подготовил целый ряд наблюдателей, а также создал и разработал серию новых приборов для этой цели. В 1932 г. по инициативе проф. Н. Розе организуется Институт земного магнетизма, который в настоящее время вырос в крупное научное учреждение нашей страны — Институт земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн АН СССР (ИЗМИР АН СССР).

За годы Советской власти учеными разработаны новые методы исследования, собран и обобщен огромный материал как по распределению магнитного поля на поверхности Земли, так и по его вариациям; развилась отрасль прикладного характера — магнитная разведка, получившая благодаря трудам советских ученых теоретическое обоснование и широкое практическое применение.

Следует отметить участие Советского Союза и советских геофизиков в международных работах: Международного полярного года, Международного геофизического года и Международного года спокойного Солнца, так как эти работы представляют особый

* Рыкачев М. А. Отчет о деятельности Комиссии по магнитной съемке на XII съезде естествоиспытателей и врачей в Москве. — «Известия Императ. Академии наук», 1910, с. 195—200.

интерес и имеют большое значение в развитии науки о физических явлениях, происходящих в Земле и ее оболочке. Наиболее полно и широко были поставлены и проведены работы во время Международного геофизического года (в период с 1 июля 1957 г. по 31 декабря 1958 г.). Описанию этих работ и посвящен следующий раздел.

Международные исследования. Исследование земного шара требует одновременных наблюдений за физическими процессами не только на его поверхности, но и внутри него. Между тем число пунктов для наблюдений (станций, обсерваторий) ничтожно по сравнению с величиной поверхности земного шара. Так, например, постоянно действующих обсерваторий, занимающихся наблюдениями вариаций магнитного поля Земли, насчитывается около трехсот. Расположены они по преимуществу на территории Европы. Особенно неблагоприятно с наблюдениями на океанах, занимающих почти три четверти поверхности земного шара, где обсерватории и станции располагаются лишь на островах, часто отстоящих друг от друга на тысячи километров. Ученые каждой страны ведут наблюдения лишь на своей территории и нередко даже не могут пользоваться результатами наблюдений ученых других стран. Поэтому назрела потребность объединить усилия ученых, занимающихся геофизическими исследованиями, которые должны проводиться по единой программе и методике, а результаты, естественно, должны стать всеобщим достоянием.

Впервые идея организации объединенных исследований геофизических явлений была высказана в 1875 г. австрийцем К. Вайпрехтом на собрании Общества естествоиспытателей в Гарце. К. Вайпрехт, открывший в 1874 г. Землю Франца Иосифа, высказал мысль, что одиночные и случайные экспедиции в полярные страны дают мало материала; только объединенные усилия многих государств могут дать полные сведения о характере явлений, происходящих в полярных областях. Идея К. Вайпрехта была одобрена на Международной конференции по полярным исследованиям в Гамбурге в 1879 г., которая разработала подробную программу проведения международных исследований. Эти исследования получили название Международного полярного года (МПГ).

Первый Международный полярный год начался летом 1882 г. и продолжался до конца 1883 г. В проведении Полярного года приняли участие многие страны, в том числе Россия, Дания, Германия, Франция, Голландия, Норвегия, Австро-Венгрия, Швеция, Италия, которые организовали ряд экспедиций в полярные страны. Председателем Полярной комиссии, руководившей работой МПГ, был избран директор Главной геофизической обсерватории в Петербурге акад. Г. Вильд. Участники экспедиций собрали огромный материал по метеорологии, магнитным явлениям и полярным сияниям. Этот материал, опубликованный в 1898 г., составил 28 т. и послужил основой для дальнейших исследований и обобщений.

Необходимость в совместных действиях стала еще более настоятельной в двадцатом столетии, когда интерес к геофизическим исследованиям неизмеримо возрос. По инициативе советских уче-

ных — П. Молчанова, В. Визе и др. — в 1932—1933 гг. был проведен второй Международный полярный год. В его программу были включены также наблюдения за электрическим полем Земли и за распространением радиоволн. Был организован ряд экспедиций в Арктику, установлены новые магнитные обсерватории. Впервые в Арктике начались регулярные метеорологические наблюдения на большом числе станций. Однако материалы этих исследований вследствие начавшейся второй мировой войны большинством стран-участниц полностью не были опубликованы.

В 1950 г. Международный совет научных союзов (МСНС) пришел к заключению, что ограничиваться проведением работ в полярных областях уже нельзя и что необходимо организовать наблюдения по всему земному шару. Таким образом, намечавшийся третий Международный полярный год превратился в более обширную по своему характеру программу, которая и получила название Международного геофизического года (МГГ). Международный совет избрал Специальный комитет по проведению МГГ, который в 1953 г. на конференции в Брюсселе утвердил выработанную им программу. Эта программа была затем значительно расширена и окончательно утверждена в 1956 г. Продолжительность международного геофизического года была установлена на восемнадцать месяцев — с 1 июля 1957 г. по 31 декабря 1958 г. Участвовать в МГГ изъявили желание пятьдесят шесть стран мира. Председателем Специального комитета был избран виднейший английский геофизик проф. С. Чепмен, специалист в области геомагнетизма и ионосферных явлений. На долю СССР выпал наибольший объем всех исследований как по количеству пунктов наблюдений, так и проблем, подлежащих решению. Помимо того, что Советский Союз должен был обеспечить станциями и обсерваториями всю свою территорию, включая и громадные пространства Арктики, расположенные между меридианами 30 и 180°, он принял на себя обязательство участвовать в исследованиях Антарктики, а также в изучении высоких слоев атмосферы путем запуска искусственных спутников и ракет, оборудованных автоматической аппаратурой.

Главная задача МГГ — решение проблем планетарного характера, требующих наблюдений не только на всей поверхности планеты, но и вне ее. Ясно, что значение Геофизического года выходит далеко за рамки всех других научных исследований международного характера. В программу, утвержденную Специальным комитетом, были включены следующие разделы геофизики: метеорология, геомагнетизм, полярные сияния, ионосфера, солнечная активность, космические лучи, широта и долгота, гляциология, океанография, сейсмология, гравиметрия, ядерная радиация, аппаратура на ракетах и спутниках и методика измерений.

Не следует думать, что до Международного геофизического года в вопросах исследования земного магнетизма совсем не существовало связи между отдельными государствами. Такая связь установилась с момента организации магнитных обсерваторий, примерно с середины XIX в., и продолжается до настоящего вре-

мени. Однако эта связь ограничивается лишь нерегулярным обменом материалами наблюдений и посылкой в Международный центр условных кодов о состоянии магнитного поля. Вопрос о постановке тех или иных исследований и о методике каждая страна решает самостоятельно. Вследствие этого материалы исследований и наблюдений во многих случаях разнородны, что затрудняет их совместную обработку и дальнейшее использование.

Отличительной чертой всех работ Геофизического года стала постановка исследований по единой программе, проведение их едиными методами и, по возможности, одинаковыми приборами. Для земного магнетизма и явлений, тесно связанных с ним — полярных сияний и поносеры, это имело огромное значение. Материалы, полученные в этих областях, позволяют уже без всяких затруднений решать те вопросы, которые раньше из-за неоднородности данных оставались мало освещенными.

Основное внимание в отношении исследований по земному магнетизму было уделено исследованиям магнитных вариаций, для чего сеть магнитных обсерваторий была значительно расширена. Так, в СССР было организовано еще девять станций (20 уже действовали), из них три в Антарктике и две в Арктике.

В отношении исследований постоянного магнитного поля Советский Союз взял на себя задачу произвести геомагнитную съемку на поверхности океанов, где магнитное поле было почти неизвестно. Для этой цели было построено специальное немагнитное судно «Заря» водоизмещением 600 т. На нем были установлены специальные приборы, позволявшие измерять магнитное поле во время хода корабля. В течение МГГ «Заря» совершила шесть рейсов в Атлантическом океане, три рейса в Индийском и один рейс вдоль берегов Азии в Тихом океане. Насколько велико значение произведенных работ, можно судить по резолюции, принятой на 11-й Генеральной ассамблее Международного союза геодезии и геофизики. В ней говорилось, что Международная ассоциация геомагнетизма и аэронавтики с большим интересом отмечает постройку в СССР немагнитного судна «Заря» и проведение на нем магнитных измерений, а также настоятельно рекомендует продолжение работ на судне «Заря» и после окончания МГГ для установления мировой магнитной сети. Эта рекомендация была выполнена, и «Заря» за 1959—1976 гг. постоянно совершала рейсы в Индийском, Тихом и Атлантическом океанах.

Особенностью МГГ явилось то, что впервые в истории мировой науки исследование высоких слоев атмосферы и межпланетного пространства стало производиться с ракет и искусственных спутников. На них устанавливались приборы и автоматы, передававшие по радио сведения о физическом состоянии атмосферы. В задачу МГГ входило использование спутников для исследования верхних слоев атмосферы путем непосредственного наблюдения происходящих в ней физических процессов. Приборы, устанавливаемые на спутниках, дают многочисленную и разнообразную информацию

относительно солнечного излучения и космических лучей. Исследования, начатые во время МГГ, были продолжены в последующие годы. Так, в очередной период минимальной солнечной активности (1964—1965 гг.) был проведен Международный год спокойного Солнца (МГСС). Наблюдения за явлениями земного магнетизма и сопутствующими явлениями принесли новые данные о связи процессов, происходящих на Солнце, с земным магнитным полем. В последующие годы международное сотрудничество не ослабевает, и совместные исследования проводятся по различным программам — проект «Верхняя мантия», советско-французские исследования в сопряженных точках (соответствующих концам одной силовой линии), «Геодинамический проект», «Геоманитный меридиан», «Геофизический полигон в Антарктиде», «Международные исследования магнитосферы» (МИМ).

Все эти международные исследования, а также постоянная координация и обмен материалами наблюдений и исследований в области геофизики и геодезии осуществляются Международным союзом геодезии и геофизики (МСГГ), созданным в 1919 г., в который входят все страны социалистического лагеря и все наиболее крупные капиталистические государства. МСГГ состоит из семи ассоциаций, в числе которых находится и ассоциация геомагнетизма и аэронамии. В свою очередь эта ассоциация подразделяется на пять разделов: внутренние магнитные поля, аэронамия, магнитосфера, солнечный ветер и межпланетное магнитное поле, обсерватории (к последнему разделу относятся и приборы, индексы, данные). Существуют еще два комитета: истории геомагнетизма и аэронамии и антарктических исследований. Каждый из отделов организует несколько рабочих групп по частным вопросам соответствующего направления. Цели и задачи ассоциации геомагнетизма и аэронамии отражены в ее уставе: «Задачей ассоциации является:

1. Изучение тех вопросов, относящихся к геомагнетизму и аэронамии, которые требуют международного сотрудничества, с тем чтобы обеспечить наиболее эффективное их исследование.

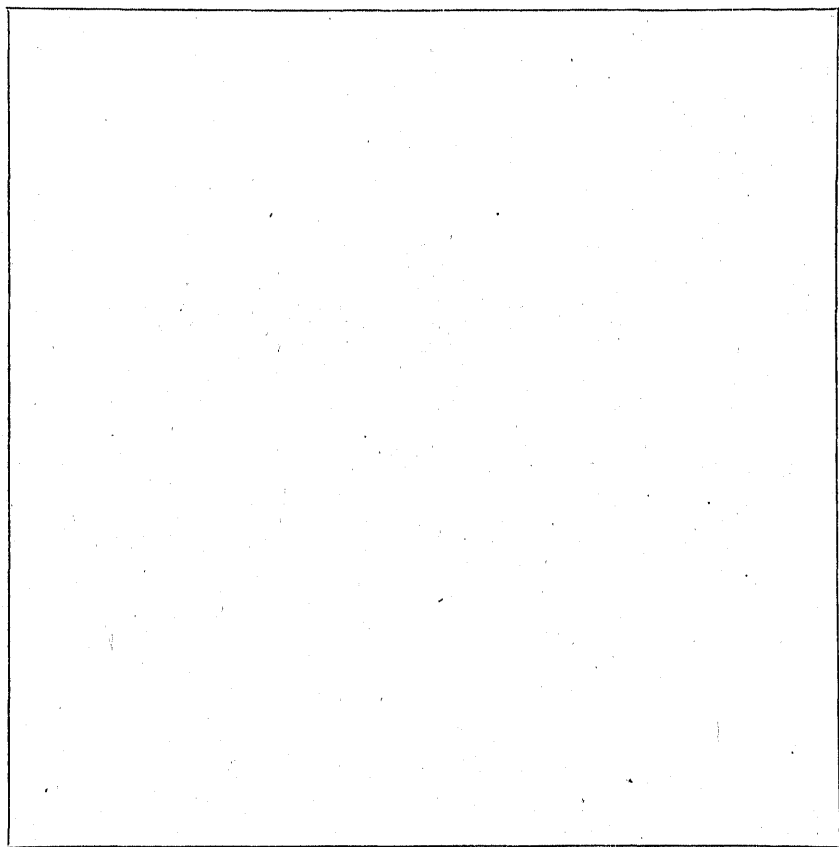
2. Помощь в исследовании этих вопросов разным странам, институтам и частным лицам».

Во главе союза стоят президент, вице-президент и секретарь, избираемые ассамблеей на 4 года. Основная работа МСГГ проводится на ассамблеях, устраиваемых через 4 года в разных странах. За время существования МСГГ было проведено 16 ассамблей, последняя, 16-я, происходила в 1975 г. в Гренобле (Франция). Каждая страна, входящая в МСГГ, имеет свой комитет, организующий работу в соответствии с решениями ассамблей. В Советском Союзе таким органом является Межведомственный геофизический комитет при Президиуме АН СССР, состоящий из ряда секций.

После краткого исторического очерка и знакомства с организацией науки, изучающей явления земного магнетизма, перейдем к описанию самого явления. Но прежде чем познакомить читателя с ним, напомним некоторые законы стационарного магнитного поля, необходимые при дальнейшем изложении материала.

Часть I

ГЛАВНОЕ МАГНИТНОЕ ПОЛЕ ЗЕМЛИ



ОСНОВНЫЕ УСЛОВНЫЕ ОБОЗНАЧЕНИЯ

A —	вектор-потенциал	$(\Delta T)_a$ —	аномалия полного вектора магнитного поля Земли
A_m —	магнитный азимут	V —	объем
A_a —	астрономический азимут	v —	скорость
B —	магнитная индукция	X —	северная составляющая магнитного поля Земли
c —	магнитное поле	δX —	вековой ход северной составляющей магнитного поля Земли
c_p —	скорость света	Y —	восточная составляющая магнитного поля Земли
D —	удельная теплоемкость	δY —	вековой ход восточной составляющей магнитного поля Земли
E —	магнитное склонение	Z —	вертикальная составляющая магнитного поля Земли
	модуль Юнга	δZ —	вековой ход вертикальной составляющей магнитного поля Земли
	напряженность электрического поля	α —	радиус круга доверия
e —	заряд электрона	β —	угол падения пласта
	эксцентриситет		градиент температуры
F —	свободная энергия	$\beta_{ад}$ —	адиабатический градиент температуры
	напряженность древнего поля	η —	коэффициент динамической вязкости
H —	напряженность магнитного поля	Θ —	точка Кюри
	горизонтальная составляющая магнитного поля Земли	θ —	коширота (дополнение широты)
H_T —	напряженность главного магнитного поля Земли	κ —	магнитная восприимчивость
H_c —	коэрцитивная сила	Λ —	геомагнитная долгота
h —	глубина	λ —	географическая долгота
	постоянная Планка		магнитострикция
I —	сила тока		коэффициент теплопроводности
J —	намагниченность	λ_0 —	долгота магнитного полюса
j —	магнитное наклонение	μ —	магнитная проницаемость
	плотность тока	μ_B —	магнетон Бора
k —	постоянная Больцмана	μ' —	модуль сдвига
K —	кучность векторов	ν —	коэффициент кинематической вязкости
M —	магнитный момент	ν_m —	коэффициент магнитной вязкости среды
m_e —	масса электрона	ρ —	объемная плотность заряда
N —	коэффициент размагничивания		плотность
pH —	водородный показатель		единичный вектор расстояния
p —	давление	σ —	плотность граничной энергии
R_E —	радиус Земли		удельная электрическая проводимость
$R_{кр}$ —	критический радиус однодоменной частицы		нормальное напряжение
	расстояние	τ —	время релаксации
r —	поверхность		объем
S —	энтропия	Φ —	геомагнитная широта
	коэффициент магнитной вязкости ферромагнетика	ϕ —	географическая широта
s —	спиновый механический момент	ϕ_0 —	широта магнитного полюса
	удельная энтропия	ω —	угловая скорость
T —	период вариаций		
	абсолютная температура		
t —	время		
ΔT —	приращение полного вектора магнитного поля Земли		

ОСНОВНЫЕ ЗАКОНЫ СТАЦИОНАРНОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ

§ 1. Аналитическое описание стационарного магнитного поля

Общие положения. Магнитное поле Земли в промежутках времени, равных нескольким годам, можно рассматривать как совокупность постоянного и переменного полей, амплитуды последнего на несколько порядков меньше величины постоянного. Наибольшие амплитуды соответствуют периодам от 10^4 до 10^2 , но и они не превосходят одной сотой величины постоянного поля. Амплитуды же с периодами ниже 10^2 с составляют всего лишь 10^{-5} — 10^{-6} его величины. Те и другие колебания магнитного поля в очень малой степени сказываются на величине индуцированного электрического поля. Поэтому в большинстве случаев при изучении земного магнетизма можно пользоваться законами стационарного поля, которые являются частными случаями общих законов электромагнитного поля, выражаемых уравнениями Максвелла.

Для части среды, не имеющей токов проводимости, стационарное магнитное поле должно удовлетворять уравнениям Максвелла

$$\operatorname{rot} \mathbf{H} = 0, \operatorname{div} \mathbf{B} = 0, \quad (1)$$

где \mathbf{B} — магнитная индукция, связанная с намагниченностью среды $\mathbf{J} = \kappa \mathbf{H}$ уравнением

$$\mathbf{B} = \mathbf{H} + 4\pi \mathbf{J}; \quad (2)$$

при этом κ — магнитная восприимчивость среды. В этом случае вектор \mathbf{H} может быть представлен градиентом некоторой скалярной функции U , так как $\operatorname{rot} \nabla U = 0$, и, следовательно, первое условие (1) удовлетворяется. Поэтому, положив $\mathbf{H} = -\nabla U(x, y, z)$ и приняв во внимание уравнение (2), получим $\operatorname{div}(-\nabla U + 4\pi \mathbf{J}) = 0$, или, заменяя $\operatorname{div} \nabla U$ по формулам векторного анализа:

$$\Delta U = 4\pi \operatorname{div} \mathbf{J}, \quad (3)$$

где ΔU — лапласиан функции U , а само уравнение представляет уравнение Пуассона.

Если средой является вакуум, для которого $\kappa = 0$, то уравнение (3) переходит в уравнение Лапласа

$$\Delta U = 0, \quad (4)$$

Решением уравнения Пуассона для любой точки пространства с координатами x_0, y_0, z_0 является определенный интеграл

$$U(x_0, y_0, z_0) = -\iiint (\operatorname{div} \mathbf{J}/r) dx dy dz, \quad (5)$$

где $r^2 = (x-x_0)^2 + (y-y_0)^2 + (z-z_0)^2$, а интегрирование распространяется на весь объем тела намагниченностью J , которая должна быть известна как функция координат. Выражение (5) по своей форме аналогично выражению для электрического потенциала, в котором вместо $\operatorname{div} \mathbf{J}$ входит объемная плотность заряда ρ . Поэтому по аналогии с электрическим потенциалом функцию $-\operatorname{div} \mathbf{J}$ можно рассматривать как некоторую фиктивную объемную плотность магнитных зарядов ρ . В таком случае выражение (5) будет иметь вид

$$U = \iiint (\rho/r) d\tau. \quad (6)$$

На поверхности любого намагниченного тела намагниченность J меняется скачком от J_n до 0, где J_n обозначает нормальную составляющую вектора \mathbf{J} , и $\operatorname{div} \mathbf{J}$ становится бесконечно большой величиной. Поэтому, чтобы избежать бесконечно больших величин под интегралом, разобьем весь объем тела на две части, выделив внешнюю его часть толщиной Δh , и проинтегрируем выражение (5) отдельно по каждому объему. При этом элементарный объем внешней части $dx dy dz$ заменим объемом цилиндрика $dS dh$, где dS — элемент поверхности, тогда

$$U(x_0, y_0, z_0) = U_0 = -\iiint_{\tau} \frac{\operatorname{div} \mathbf{J}}{r} d\tau - \iint_S dS \int_{\Delta h}^0 \frac{\operatorname{div} \mathbf{J}}{r} dh. \quad (7)$$

Разложим вектор на две составляющие, одну по направлению нормали n , а другую по касательной t . В таком случае $\operatorname{div} \mathbf{J} = \partial J_n / \partial n + \partial J_t / \partial t$. Но J_t на протяжении площади dS можно считать постоянной; кроме того, радиус-вектор \mathbf{r} для всего объема $dS dh$ также является постоянным, вследствие чего второй интеграл принимает вид

$$\iint_S (1/r) dS \int_{\Delta h}^0 (\partial J_n / \partial n) dh = \iint_S (J_n / r) dS. \quad \text{Следовательно,}$$

формула (7) может быть заменена формулой

$$U_0 = -\iint_S (J_n / r) dS - \iiint_{\tau} (\operatorname{div} \mathbf{J} / r) d\tau, \quad (8)$$

где первый интеграл распространяется на всю поверхность тела, а второй — на весь объем.

По аналогии с электрическим потенциалом J_n можно рассматривать как поверхностную плотность магнитных зарядов. Для среды, обладающей электрической проводимостью, при наличии посторонних электродвижущих сил уравнения Максвелла для стационарного магнитного поля имеют вид

$$\operatorname{rot} \mathbf{H} = (4\pi/c)\mathbf{j}, \operatorname{div} \mathbf{H} = 0, \quad (9)$$

где \mathbf{j} — плотность тока, вызываемая посторонними электродвижущими силами.

Так как поле \mathbf{H} не имеет источников ($\operatorname{div} \mathbf{H} = 0$), то его можно положить равным ротору некоторого вектора \mathbf{A} , т. е.

$$\mathbf{H} = \operatorname{rot} \mathbf{A}. \quad (10)$$

Тогда первое из уравнений (9) можно записать: $\operatorname{rot} \operatorname{rot} \mathbf{A} = (4\pi/c)\mathbf{j}$, или, заменяя $\operatorname{rot} \operatorname{rot} \mathbf{A}$ его выражением, получаем $\nabla \operatorname{div} \mathbf{A} - \Delta \mathbf{A} = (4\pi/c)\mathbf{j}$. Подчинив вектор \mathbf{A} условию, чтобы $\operatorname{div} \mathbf{A} = 0$, получим уравнение, которому должен удовлетворять вектор \mathbf{A} :

$$\Delta \mathbf{A} = - (4\pi/c)\mathbf{j}. \quad (11)$$

Вектор \mathbf{A} носит название *вектор-потенциала*. Зная величину \mathbf{A} , мы можем найти и \mathbf{H} . Необходимость введения функции \mathbf{A} обуславливается тем, что уравнение (9), связывающее \mathbf{H} и \mathbf{j} , непосредственно не решается, тогда как уравнение (11) имеет решение

$$A(x_0, y_0, z_0) = (1/c) \iiint_V (\mathbf{j}/r) d\tau,$$

где r и $d\tau$ имеют те же значения, что и в уравнении (8).

Из этого выражения путем подстановки его в формулу (10) получаем

$$\begin{aligned} \mathbf{H}(x_0, y_0, z_0) &= \frac{1}{c} \int_V \operatorname{rot} \frac{\mathbf{j}}{r} d\tau = \frac{1}{c} \int_V \frac{1}{r} \operatorname{rot} \mathbf{j} d\tau - \\ &- \frac{1}{c} \int_V \left(\mathbf{j} \times \nabla \frac{1}{r} \right) d\tau. \end{aligned}$$

При этом операция ротора должна производиться по координатам точки $P(x_0 y_0 z_0)$, в которой рассматриваются векторы \mathbf{A} и \mathbf{H} .

Так как вектор \mathbf{j} не зависит от точки P , то $\operatorname{rot}_P \mathbf{j} = 0$. Кроме того, $\nabla_P (1/r) = -(\mathbf{r}/r^3)$. Поэтому

$$\mathbf{H} = \frac{1}{c} \int_V \frac{\mathbf{j} \times \mathbf{r}}{r^3} d\tau.$$

Это выражение представляет собой закон Био — Савара в его интегральной форме.

Решение уравнения Лапласа. Нахождение магнитного потенциала по формуле (5), представляющей решение уравнения Пуассона, требует знания вектора намагниченности \mathbf{J} как функции координат внутри и на поверхности намагниченного тела. При изучении магнитного поля Земли мы сталкиваемся с необходимостью

определять его в любой точке пространства, не зная распределения вектора внутри Земли, а основываясь лишь на распределении \mathbf{H} на ее поверхности при непосредственном наблюдении составляющих поля Земли. В этом случае выражение потенциала должно быть представлено как функция координат точек поверхности земного шара. Такое выражение можно получить, решая уравнение Лапласа (4) с заданными граничными условиями, каковыми являются распределения вектора \mathbf{H} на поверхности сферы и на бесконечности, где $\mathbf{H}=0$.

Решение уравнения Лапласа можно получить в различной форме в зависимости от того, в каких координатах оно выражается. Общий же метод решения, независимо от системы координат, заключается в разделении переменных (метод Фурье) и состоит в том, что искомая функция U представляется в виде произведения трех функций, каждая из которых есть функция одной лишь переменной.

При рассмотрении вопросов земного магнетизма наиболее удобной системой координат является сферическая, поэтому остановимся на решении уравнения Лапласа в сферических координатах:

$$\frac{\partial^2 U}{\partial r^2} + \frac{2}{r} \cdot \frac{\partial U}{\partial r} + \frac{1}{r^2 \sin \theta} \cdot \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\sin \theta \frac{\partial U}{\partial \theta} \right) + \frac{1}{r^2 \sin^2 \theta} \cdot \frac{\partial^2 U}{\partial \lambda^2} = 0, \quad (12)$$

где r , θ , λ — сферические координаты: радиус-вектор, дополнение широты и долгота соответственно. Полагая сначала

$$U = f(r)\Phi(\theta, \lambda)$$

и подставляя это значение U в уравнение (12), получаем

$$\Phi \frac{d^2 f}{dr^2} + \frac{2}{r} \Phi \frac{df}{dr} + \frac{f}{r^2 \sin \theta} \cdot \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\sin \theta \frac{\partial \Phi}{\partial \theta} \right) + \frac{f}{r^2 \sin^2 \theta} \cdot \frac{\partial^2 \Phi}{\partial \lambda^2} = 0.$$

После разделения переменных будем иметь

$$\frac{f''}{f} + \frac{2}{r} \cdot \frac{f'}{f} = -\frac{1}{r^2 \sin \theta \cdot \Phi} \cdot \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\sin \theta \frac{\partial \Phi}{\partial \theta} \right) - \frac{1}{r^2 \sin^2 \theta \cdot \Phi} \cdot \frac{\partial^2 \Phi}{\partial \lambda^2}.$$

Такое равенство возможно, если каждая часть его равна одному и тому же постоянному числу p , т. е.

$$r^2 \frac{d^2 f}{dr^2} + 2r \frac{df}{dr} - pf = 0, \quad (13)$$

$$\frac{1}{\sin \theta} \cdot \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\sin \theta \frac{\partial \Phi}{\partial \theta} \right) + \frac{1}{\sin^2 \theta} \cdot \frac{\partial^2 \Phi}{\partial \lambda^2} + p\Phi = 0.$$

Первое из этих уравнений является *уравнением Эйлера*, и его интеграл имеет вид

$$f(r) = A_n r^{\beta_1} + B_n r^{\beta_2}, \quad (14)$$

где A_n и B_n — произвольные постоянные интегрирования; β_1 и β_2 — некоторые постоянные, которые находятся путем подстановки выражения (14) в уравнение (13). После такой подстановки оказывается, что β_1 и β_2 являются корнями квадратного уравнения $\beta(\beta+1)=p$, параметр p — произвольное число, которое необходимо положить целым: $p=n(n+1)$ ($n=0, 1, 2, \dots$). Тогда $\beta_1=n$, $\beta_2=-(n+1)$ и, следовательно:

$$U = [A_n r^n + (B_n/r^{n+1})] \Phi(\theta, \lambda). \quad (15)$$

Для нахождения функции $\Phi(\theta, \lambda)$ положим ее равной

$$\Phi(\theta, \lambda) = \varphi(\theta) \psi(\lambda). \quad (16)$$

После подстановки ее в уравнение (13) и замены в нем p на $n(n+1)$ будем иметь

$$-\frac{1}{\psi} \cdot \frac{d^2 \psi}{d\lambda^2} = \frac{\sin \theta}{\varphi} \cdot \frac{d}{d\theta} \left(\sin \theta \frac{d\varphi}{d\theta} \right) + n(n+1) \sin^2 \theta,$$

откуда, приравняв левую и правую части к некоторой постоянной m^2 , получим два обыкновенных дифференциальных уравнения:

$$\frac{d^2 \psi}{d\lambda^2} + m^2 \psi = 0, \quad (17)$$

$$\frac{d}{d\theta} \sin \theta \frac{d\varphi}{d\theta} + [n(n+1) \sin \theta - \frac{m^2}{\sin \theta}] \varphi = 0. \quad (18)$$

Решением первого уравнения будет простая гармоническая функция

$$\psi = \alpha_n^m \sin m\lambda + \beta_n^m \cos m\lambda. \quad (19)$$

Значки n и m у постоянных коэффициентов обозначают, что α и β относятся к решению уравнения (17), в котором коэффициентом при ψ является m^2 , и что ψ связано с функцией φ , в которой постоянным коэффициентом при $\sin \theta$ служит $n(n+1)$.

Решим сначала уравнение (18) для частного случая, когда $m=0$, введя новую переменную $x=\cos \theta$, вследствие чего уравнение (18) примет вид

$$(1-x^2) \frac{d^2 \varphi}{dx^2} - 2x \frac{d\varphi}{dx} + n(n+1) \varphi = 0. \quad (20)$$

Будем искать решение этого уравнения в виде ряда

$$\varphi(x) = \sum_{k=0}^{\infty} p_k x^k. \quad (21)$$

После подстановки этого ряда в уравнение (20) получим

$$\sum_{k=0}^{\infty} \{(k+2)(k+1)p_{k+2} + [n(n+1) - k(k+1)]p_k\}x^k = 0,$$

откуда $p_{k+2} = [n(n+1) - k(k+1)]p_k / [(k+1)(k+2)]$. Из этого соотношения вытекает, что при $k=n$ $p_{n+2} = p_{n+4} = \dots = 0$. Если же принять $p_{n+1} = 0$, то из того же соотношения следует, что $p_{n+3} = p_{n+5} = \dots = 0$, и поэтому ряд (21) должен оборваться на члене n -й степени. Для того чтобы найти соотношение между коэффициентами p_k при степенях, меньших n , достаточно принять $k=n-2$. В таком случае мы будем иметь

$$p_{n-2} = -\frac{n(n-1)}{2(2n-1)}p_n, \quad p_{n-4} = -\frac{n(n-1)(n-2)(n-3)}{2 \cdot 4(2n-1)(2n-3)}p_n, \dots,$$

$$p_{n-2m} = (-1)^{n-m} \frac{n(n-1) \dots (n-2m+1)}{2 \cdot 4 \dots 2m(2n-1)(2n-3) \dots (2n-2m+1)}p_n.$$

Таким образом, при четном n первым членом ряда (21) будет p_0 и $m=n/2$; при нечетном n первым членом будет p_1 и $m=(n-1)/2$.

Следовательно, уравнение (18) в числе частных решений будет иметь

$$\varphi_n(x) = p_n \sum_{m=0}^{(n-1)/2} (-1)^{n-m} \frac{n(n-1) \dots (n-2m+1)x^{n-2m}}{2 \cdot 4 \dots 2m(2n-1)(2n-3) \dots (2n-2m+1)}, \quad (22)$$

где $p_n = \text{const.}$ Выберем ее равной

$$\frac{1 \cdot 3 \cdot 5 \dots (2n-1)}{1 \cdot 2 \cdot 3 \dots n}.$$

В этом случае функции φ_n , выражаемые рядами (22), при разных значениях n носят название *полиномов Лежандра* и обозначаются символом $P_n(x)$. Их общее выражение следующее:

$$P_n(x) = \frac{1 \cdot 3 \cdot 5 \dots (2n-1)}{1 \cdot 2 \cdot 3 \dots n} \left[x^n - \frac{n(n-1)}{2(2n-1)}x^{n-2} + \right. \\ \left. + \frac{n(n-1)(n-2)}{2 \cdot 4(2n-1)(2n-3)}x^{n-4} \dots \right].$$

Нетрудно показать, что они являются коэффициентами разложения функции

$$f(\alpha) = (1 + \alpha^2 - 2\alpha x)^{-1/2} (\alpha < 1) \quad (23)$$

по степеням α в ряд по биному Ньютона.

Для нахождения решения уравнения (18) продифференцируем выражение (20) m раз по x , заменив в нем функцию $\varphi(x)$ полиномом Лежандра $P_n(x)$. В результате получим новое уравнение:

$$(1-x^2) \frac{d^{m+2} P_n(x)}{dx^{m+2}} - 2(m+1)x \frac{d^{m+1} P_n(x)}{dx^{m+1}} + \\ + (n-m)(n+m+1) \frac{d^m P_n(x)}{dx^m} = 0, \quad (24)$$

которому удовлетворяет функция $y = d^m P_n / dx^m$. Если положить в уравнении (18) функцию φ равной

$$\varphi = \sin^m \theta \frac{d^m P_n}{d(\cos \theta)^m} = (1-x^2)^{m/2} \frac{d^m P_n}{dx^m} = P_n^m(\cos \theta), \quad (25)$$

то после подстановки ее в это уравнение мы получим выражение (24). Следовательно, выражение (25) удовлетворяет уравнению (18) и является его решением. Эта функция носит название *присоединенных полиномов Лежандра* и обозначается как $P_n^m(\cos \theta)$. Подставляя в уравнение (15) вместо функции $\Phi(\theta, \lambda)$ ее значение из уравнений (16), (18) и (25), получаем

$$U = [A_n r^n + B_n / r^{n+1}] (\alpha_n^m \sin m\lambda + \beta_n^m \cos m\lambda) P_n^m(\cos \theta).$$

Это выражение представляет частное решение уравнения Лапласа, справедливое при любых целых значениях m и n . Сумма частных решений также будет решением, поэтому, суммируя по всем целым значениям n от нуля до бесконечности, получим общее решение (общий интеграл) уравнения Лапласа, которое примет одну из двух форм:

$$U_1 = \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{m=0}^n r^n (c_n^m \cos m\lambda + d_n^m \sin m\lambda) P_n^m(\cos \theta), \quad (26)$$

$$U_2 = \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{m=0}^n (a_n^m \cos m\lambda + b_n^m \sin m\lambda) P_n^m(\cos \theta) / r^{(n+1)}. \quad (27)$$

Здесь $a_n^m = B_n \alpha_n^m$, $b_n^m = B_n \beta_n^m$, $c_n^m = A_n \alpha_n^m$, $d_n^m = A_n \beta_n^m$. Формула (26) относится к случаю, когда все члены $r^n c_n^m$ и $r^n d_n^m$, начиная с некоторого $n=k$, становятся меньше единицы и при возрастании n стремятся к нулю. Формула (27) справедлива, когда a_n^m / r^{n+1} и b_n^m / r^{n+1} имеют аналогичную зависимость. Постоянные a_n^m и b_n^m находятся из граничных условий. Так, если известен потенциал на поверхности шара, то, подставив в одно из выражений (26), (27) значения U_i ($i=1, 2, \dots, N$), соответствующие координатам r_i , θ_i и λ_i на поверхности шара, получим N уравнений, решая которые можно найти значения коэффициентов a_n^m и b_n^m . При этом, если

ограничиться числом членов ряда, равным n , то число уравнений должно быть $N = (n+1)(n+2)$. Если же известны первые производные потенциала, т. е. составляющие напряженности магнитного поля, то для нахождения a_n^m и b_n^m необходимо выражения (26), (27) сначала продифференцировать по соответствующим координатам, т. е. найти выражения для составляющих по формулам

$$X_i = -\frac{1}{r} \cdot \frac{\partial U}{\partial \theta}, \quad Y_i = -\frac{1}{r \sin \theta} \cdot \frac{\partial U}{\partial \lambda}, \quad Z_i = -\frac{\partial U}{\partial r}, \quad (28)$$

а затем в эти выражения подставить экспериментальные значения X_i, Y_i, Z_i на поверхности земного шара.

Формула Пуассона. Нахождение потенциала и его первых производных по заданному распределению их на поверхности сферы можно произвести и несколько иным способом, который во многих случаях оказывается более удобным для практических целей: путем применения формулы Пуассона, которая является частным решением уравнения Лапласа и имеет следующий вид:

$$U_P = \pm (R^2 - r'^2) \iint (\bar{U}/r^3) dS / 4\pi R,$$

где U_P — потенциал в какой-либо точке P пространства (рис. 1); R — радиус сферы; r' — расстояние от точки P' до точки M ; r — расстояние от точки P до любого элемента поверхности сферы dS ; \bar{U} — значение потенциала на поверхности сферы. Знак плюс относится к случаю, когда точка P находится внутри сферы, минус — вне ее. Вывод этой формулы основан на теореме Грина, являющейся более общим случаем теоремы Гаусса — Остроградского. Эта теорема, как известно относится к любой непрерывной векторной функции A и позволяет интегрирование по объему свести к интегрированию по поверхности, а именно

$$\iiint \operatorname{div} A d\tau = \iint (A, dS).$$

Если вектор A является градиентом скалярной функции U , то теорема Гаусса — Остроградского приобретает вид

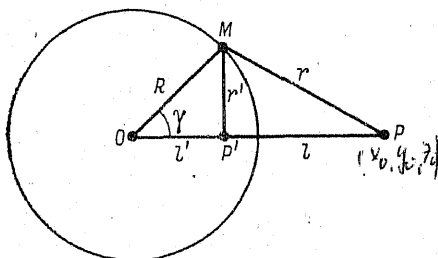


Рис. 1. К выводу формулы Пуассона.

$$\iiint \Delta U d\tau = \iint (\partial U / \partial n) dS, \quad (29)$$

где в левой части равенства интегрирование распространяется на весь объем τ , а в правой — на всю поверхность S , ограничивающую этот объем; n — нормаль к поверхности, направленная во внешнюю часть объема.

Теорема Грина отличается от теоремы Гаусса, выраженной в форме (29), тем, что интегрирование по объему и по поверхности относится не к одной функции U , а к двум любым функциям $U(x, y, z)$ и $V(x, y, z)$, непрерывным, имеющим первые и вторые производные также непрерывными, а именно:

$$\iiint (V\Delta U - U\Delta V) d\tau = \iint \left(V \frac{\partial U}{\partial n} - U \frac{\partial V}{\partial n} \right) dS. \quad (30)$$

Если положить $V=1$, то теорема Грина переходит в теорему Гаусса, которую, таким образом, можно рассматривать как частный случай теоремы Грина.

Применим теорему Грина к случаю, когда функция $V=1/r$, где r — расстояние от некоторой неподвижной точки P до любой точки, находящейся внутри или на поверхности нашего объема τ , т. е. $r^2 = (x-x_0)^2 + (y-y_0)^2 + (z-z_0)^2$, при этом x_0, y_0, z_0 — координаты точки P , а x, y, z — координаты элемента объема $d\tau$ или элемента поверхности dS . В таком случае теорема Грина (30) примет вид

$$\begin{aligned} \iiint \frac{1}{r} \Delta U d\tau - \iiint U \Delta \left(\frac{1}{r} \right) d\tau - \iint \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial U}{\partial n} dS + \\ + \iint U \frac{\partial}{\partial n} \left(\frac{1}{r} \right) dS = 0. \end{aligned}$$

Если точка P находится вне объема τ , то r для всех точек объема τ больше нуля, и поэтому $\Delta(1/r) = 0$ и, следовательно,

$$\iiint \frac{\Delta U}{r} d\tau - \iint \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial U}{\partial n} dS + \iint U \frac{\partial}{\partial n} \left(\frac{1}{r} \right) dS = 0. \quad (31)$$

Если же точка P расположена внутри или на поверхности объема τ , то r в точке P становится равным нулю, вследствие чего функция $1/r$ терпит разрыв, и теорема Грина становится неприменимой. Чтобы избежать этого, окружим точку P сферой с малым радиусом R и применим теорему Грина к объему, ограниченному поверхностью S и поверхностью сферы S' радиусом R . В таком случае мы опять будем иметь $\Delta(1/r) = 0$, но интегрирование по поверхности должно быть распространено на обе поверхности S и S' . Так как нормали S и S' будут иметь противоположные направления, то при интегрировании по S мы будем иметь один знак, а при интегрировании по S' — противоположный, и, следовательно, уравнение (31) должно принять вид

$$\begin{aligned} \iiint \frac{\Delta U}{r} d\tau - \iint \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial U}{\partial n} dS + \iint \frac{1}{R} \cdot \frac{\partial U}{\partial R} dS' + \iint U \frac{\partial}{\partial n} \left(\frac{1}{r} \right) dS - \\ - \iint U \frac{\partial}{\partial R} \left(\frac{1}{R} \right) dS' = 0. \end{aligned} \quad (32)$$

Так как $dS' = R^2 \sin \theta d\theta d\lambda$, где θ и λ — сферические координаты элемента dS' , то

$$\begin{aligned} & \iint \frac{1}{R} \cdot \frac{\partial U}{\partial R} dS' - \iint U \frac{\partial}{\partial R} \left(\frac{1}{R} \right) dS' = \\ & = \iint \frac{\partial U}{\partial R} R \sin \theta d\theta d\lambda + \iint U \sin \theta d\theta d\lambda. \end{aligned}$$

Будем теперь уменьшать сферу S' , приближая R к нулю, в таком случае первый интеграл будет стремиться к нулю, а второй — к $4\pi U_P$, где U_P — значение функции в точке P . Тогда уравнение (32) получит следующий вид:

$$4\pi U_P = - \iiint \frac{\Delta U}{r} d\tau + \iint \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial U}{\partial n} dS - \iint U \frac{\partial}{\partial n} \left(\frac{1}{r} \right) dS. \quad (33)$$

Аналогично можно показать, что для точки P , лежащей на поверхности объема τ , правая часть уравнения (33) должна быть равна $2\pi U_P$. При этом ΔU — значение лапласиана U внутри объема, а U и $\partial U/\partial n$ — значения функции U и ее производной на поверхности, ограничивающей этот объем.

Уравнение (33) представляет собой фундаментальную формулу Грина, позволяющую находить потенциал в любой точке внутри объема, когда известны ΔU внутри объема и $\partial U/\partial n$ и U на его поверхности.

Если функция U удовлетворяет уравнению Лапласа во всем объеме τ , то формула Грина (33) принимает вид

$$4\pi U_P = \iint \left[\frac{1}{r} \cdot \frac{\partial U}{\partial n} - U \frac{\partial}{\partial n} \left(\frac{1}{r} \right) \right] dS, \quad (34)$$

и, следовательно, это выражение будет не чем иным, как решением или интегралом уравнения Лапласа при заданных значениях функции U и производной $\partial U/\partial n$ на поверхности сферы. Однако можно выразить этот интеграл в такой форме, чтобы подынтегральная функция содержала либо саму функцию U , либо ее первую производную. Для этого применим теорему (30) к функциям U и V , удовлетворяющим уравнению Лапласа, и сложим почленно уравнения (30) и (34). Тогда можем записать:

$$4\pi U_P = \iint \left[\frac{\partial U}{\partial n} \left(V + \frac{1}{r} \right) - U \frac{\partial}{\partial n} \left(V + \frac{1}{r} \right) \right] dS. \quad (35)$$

Так как функция V — произвольная, то ее можно подобрать таким образом, чтобы на поверхности сферы она удовлетворяла условию

$$V + 1/r = 0. \quad (36)$$

Функция, удовлетворяющая этому условию, называется *функцией*

Грина и обозначается буквой G . Тогда уравнение (35) принимает вид

$$4\pi U_p = - \iint U(\partial G/\partial n) dS. \quad (37)$$

Следовательно, чтобы решить уравнение Лапласа, когда задано распределение функции U на какой-нибудь поверхности, достаточно найти функцию Грина, удовлетворяющую условию (36). Нахождение ее представляет собой сложную математическую задачу, которая в настоящее время решена лишь для таких частных случаев, как сфера и плоскость. Оба случая имеют место при рассмотрении вопросов распределения магнитного поля в пространстве, окружающем Землю.

Для сферы функция Грина находится следующим образом. Пусть точка P' (см. рис. 1) расположена внутри сферы на расстоянии l' от ее центра. Выберем на продолжении линии OP' точку P на расстоянии l , которое удовлетворяет условию

$$ll' = R^2. \quad (38)$$

Точки P и P' , расстояния которых от центра сферы удовлетворяют этому условию, называются *сопряженными*. Пусть далее имеется точка M , лежащая на поверхности сферы. Тогда из треугольников OMP и OMP' , в которых стороны $MP = r$ и $MP' = r'$, а угол $MOP = \gamma$, будем иметь:

$$r^2 = R^2 + l^2 - 2Rl \cos \gamma, \quad (39)$$

$$r'^2 = R^2 + l'^2 - 2Rl' \cos \gamma.$$

Заменяя во втором равенстве l' на R^2/l (см. формулу (38)) и исключая затем из обоих уравнений (39) $\cos \gamma$, после некоторых преобразований получаем:

$$1/r - (1/r')(R/l) = 0. \quad (40)$$

Левая часть этого выражения представляет собой некоторую функцию G координат точки M , которая может находиться как внутри, так и вне поверхности сферы. Если точка M лежит на сфере, то G равна нулю, если же точка находится внутри или вне сферы, то функция G будет отлична от нуля, т. е. для любой точки пространства

$$G = 1/r - (1/r')(R/l) \neq 0. \quad (41)$$

По своей форме это выражение представляет функцию Грина, так как первый ее член равен $1/r$, а на поверхности сферы он обращается в нуль. Если окажется, что производная по нормали, т. е. по R , на поверхности сферы имеет конечное значение, то G действительно является функцией Грина. Так как R в выражении (41)

представляет собой постоянную величину, то производная от G по R будет иметь вид

$$\frac{\partial G}{\partial R} = -\frac{1}{r^2} \cdot \frac{\partial r}{\partial R} + \frac{1}{r'^2} \cdot \frac{R}{l} \cdot \frac{\partial r'}{\partial R}.$$

Из уравнений (39) получаем $\partial r/\partial R = (R - l \cos \gamma)/r$, $\partial r'/\partial R = (R - l' \cos \gamma)/r'$, $-l \cos \gamma = (-R^2 + r^2 - l^2)/2R$, $-l' \cos \gamma = (r'^2 - R^2 - l'^2)/2R$. Подставив эти значения в предыдущее равенство, получим $dG/dR = (l^2 - r^2 - R^2)/(2Rr^3) + (R/l) [(R^2 - l'^2 + r'^2)/(2Rr'^3)]$. Так как на поверхности сферы выполняется равенство (40), а $ll' = R^2$, то решая уравнения (38) и (40) относительно r' и l' и подставляя их в предыдущее равенство, получаем

$$\partial G/\partial R = (l^2 - R^2)/(Rr^3). \quad (42)$$

Как видно, это выражение для всех точек, лежащих на поверхности сферы, есть величина конечная, поэтому функция G действительно представляет собой функцию Грина для сферы. Подставляя ее в уравнение (37), получаем формулу Пуассона:

$$U_P = [(R^2 - l^2)/(4\pi R)] \iiint_S (U/r^3) dS.$$

Эта формула относится к потенциалу для точек, расположенных внутри сферы. Но каждой внутренней точке P' соответствует внешняя сопряженная точка P , координаты которой связаны равенствами (38), (40), из которых вытекает уравнение

$$1/r' - (1/r)(R/l') = 0. \quad (43)$$

Если точка M находится вне сферы, то левая часть этого уравнения будет отлична от нуля, и поэтому по аналогии с функцией (42) ее можно рассматривать как функцию Грина G для точек, расположенных вне сферы. Действительно, производная от (43) по нормали на поверхности сферы отлична от нуля и имеет такой же вид, как и функция (42), но с обратным знаком, т. е.

$$dG/dn = \left(\frac{d}{dR}\right)[1/r' - (1/r)(R/l')] = -\frac{R^2 - l'^2}{Rr'^3}.$$

Поэтому выражение

$$U_P = -[(R^2 - l'^2)/(4\pi R)] \iiint_S (U/r'^3) dS \quad (44)$$

будет представлять собой формулу Пуассона для внешней точки P , когда задано распределение потенциала на сфере радиусом R . Формула Пуассона, так же как и формулы (26), (27), позволяет находить величину напряженности магнитного поля земного шара в любой точке пространства по наблюдаемым значениям напряженности на его поверхности, не делая при этом никаких предположений относительно распределения намагниченности внутри Земли.

§ 2. Магнитное поле замкнутого линейного контура

Источниками магнитного поля являются замкнутые электрические токи и намагниченные тела. Последние по своему действию эквивалентны совокупности элементарных магнитов или элементарных контуров тока, в обоих случаях называемых *диполями*. Поэтому крайне важным является знание законов, которым подчинено магнитное поле таких диполей, и как эти законы описываются, исходя из общих уравнений магнитного поля.

Рассмотрим сначала магнитное поле линейного контура тока любой формы. При этом под линейным контуром будем понимать замкнутый проводник, площадь поперечного сечения которого бесконечно мала, а сила тока, протекающего в таком контуре, имеет конечную величину I . Поле такого контура найдем на основе закона Био — Савара, заменяя в нем $jd\tau$ на $I dl$, где dl — элемент контура, по которому протекает ток I . Составляющая вектора \mathbf{H} по оси x будет

$$H_x = \frac{I}{c} \oint \left(\frac{r_z}{r^3} dy - \frac{r_y}{r^3} dz \right). \quad (45)$$

Если обозначить координаты точки P через x_1, y_1, z_1 , а координаты элемента dl через x, y, z , то $r_y = y_1 - y$, $r_z = z_1 - z$. Введем вспомогательный вектор \mathbf{L} , составляющие которого $L_x = 0$, $L_y = r_z/r^3$, $L_z = -r_y/r^3$. Из этих соотношений видно, что направление \mathbf{L} вполне определяется заданием координат точки P и элемента dl . В таком случае формулу (45) можно записать в виде $H_x = (I/c) \oint (\mathbf{L}, d\mathbf{l})$, или, применяя теорему Стокса о преобразовании контурного интеграла в поверхностный:

$$H_x = (I/c) \iint (\text{rot } \mathbf{L}, d\mathbf{S}),$$

где интегрирование должно быть распространено на всю поверхность, опирающуюся на контур тока; при этом форма и размеры поверхности могут быть какие угодно. Направление же нормали к элементу поверхности $d\mathbf{S}$ зависит от направления элемента контура $d\mathbf{l}$, совпадающего с направлением тока. Пользуясь формулой для скалярного произведения и заменяя в ней составляющие ротора \mathbf{L} его значениями, можно получить:

$$(\text{rot } \mathbf{L}, d\mathbf{S}) = - \frac{\partial}{\partial x_1} \left[\frac{\partial(1/r)}{\partial n} \right] dS,$$

и, следовательно:

$$H_x = - \frac{I}{c} \frac{\partial}{\partial x_1} \iint \left[\frac{\partial(1/r)}{\partial n} \right] dS.$$

Аналогично находятся составляющие H_y и H_z , откуда

$$\mathbf{H} = - \frac{I}{c} \nabla \iint \frac{\partial(1/r)}{\partial n} dS = - \frac{I}{c} \nabla \iint \frac{dS}{r^2} \cos(\mathbf{n}, \mathbf{r}).$$

Выражение под интегралом — не что иное, как элемент телесного угла $d\Omega$, под которым виден элемент dS из точки P , т. е.

$$d\Omega = (dS/r^2) \cos(\mathbf{n}, \mathbf{r}).$$

Следовательно, $H = -\nabla(I\Omega/c)$, и поэтому величину $I\Omega/c$ можно назвать магнитным потенциалом U замкнутого контура, т. е.

$$U = \frac{I}{c} \Omega = \frac{I}{c} \iint \frac{\partial}{\partial n} \left(\frac{1}{r} \right) dS = \frac{I}{c} \iint \frac{dS}{r^2} \cos(\mathbf{n}, \mathbf{r}). \quad (46)$$

Для нахождения U необходимо выразить телесный угол Ω как функцию координат точки P .

Если замкнутый линейный контур представляет собой элементарный контур, площадь которого бесконечно мала, то в соответствии с формулой (46) потенциал его можно описать уравнением $dU = [IdS/(cr^2)] \cos(\mathbf{n}, \mathbf{r})$, а в векторной форме:

$$dU = (I/c)(dS, \mathbf{r})/r^3. \quad (47)$$

Точно такую же форму имеет выражение потенциала, создаваемого элементарным магнитом, т. е. двумя точечными магнитными зарядами противоположных знаков, находящимися на очень близком расстоянии друг от друга. Действительно, обозначая величину магнитного заряда через m , легко получить, пользуясь законом Кулона, выражение для потенциала:

$$dU = \frac{m d\mathbf{l}}{r^2} \cos(d\mathbf{l}, \mathbf{r}) = \frac{m(d\mathbf{l}, \mathbf{r})}{r^3} = -m [d\mathbf{l}, \nabla(1/r)]. \quad (48)$$

Произведение $m d\mathbf{l}$ носит название магнитного момента μ , который представляет собой вектор, совпадающий по направлению с $d\mathbf{l}$, а по величине равный произведению магнитного заряда на расстояние между зарядами, т. е. $m d\mathbf{l} = \mu$. Сравнивая выражения (47) и (48), мы видим, что они будут тождественны, если положить

$$(I/c)dS = m d\mathbf{l}, \quad (49)$$

т. е. заменить элементарный ток элементарным магнитом, магнитный момент которого выражается произведением IdS . Поэтому по аналогии величина IdS получила название магнитного момента элементарного контура. Таким образом, магнитным моментом элементарного контура называется вектор, по величине пропорциональный произведению силы тока на площадь контура тока, а по направлению совпадающий с нормалью к площади контура dS , т. е.

$$\mu = (I/c)dS. \quad (50)$$

Принято считать за положительное направление нормали направление, совпадающее с поступательным движением штопора, когда он вращается в направлении тока. Элементарный магнит

и элементарный контур для краткости называют диполем. Величина напряженности магнитного поля диполя выражается следующим соотношением:

$$\mathbf{H} = -\nabla \frac{(\boldsymbol{\mu}, \mathbf{r})}{r^3} = \mu \left[\frac{3(\mathbf{n}, \mathbf{r})\mathbf{r}}{r^5} - \frac{\mathbf{n}}{r^3} \right], \quad (51)$$

где \mathbf{n} — единичный вектор, по направлению совпадающий с направлением магнитного момента. Поэтому понятие о магнитном моменте играет такую же роль при рассмотрении магнитного поля электрических токов, как и понятие магнитного заряда при рассмотрении поля постоянных магнитов. Распространяя понятие магнитного момента на контур конечных размеров, можно показать, что напряженность магнитного поля линейного контура также пропорциональна произведению силы тока на площадь контура, которое носит название *магнитного момента контура*.

Формулы (48) и (49) дают возможность заменять при вычислениях магнитного потенциала контуров тока элементарные токи магнитными диполями.

§ 3. Магнитное поле намагниченного тела

Потенциал намагниченного тела. Источниками магнитного поля, как уже указывалось, являются также и намагниченные тела. Каковы бы ни были величина намагниченности и распределение ее внутри тела, магнитное поле, создаваемое им, аналогично полю совокупности (ансамбля) большого числа элементарных магнитиков (диполей), расположенных так, что в каждом элементе объема магнитный момент в направлении диполя совпадает с магнитным моментом этого объема. Иначе говоря, намагниченные тела можно рассматривать как совокупность элементарных магнитных моментов.

Векторная сумма всех элементарных моментов в данном теле называется *магнитным моментом* (\mathbf{M}) *этого тела*. Если рассматривать отдельные малые части объема тела, то в каждой такой части ($\Delta\tau$) векторная сумма элементарных магнитных моментов при равенстве частей может быть различной как по величине, так и по направлению. Обозначим магнитный момент такого объема через $\Delta\mathbf{M}$, тогда отношение момента к объему $\Delta\tau$ называется *намагниченностью тела* и обозначается буквой \mathbf{J} , т. е. $\mathbf{J} = \Delta\mathbf{M}/\Delta\tau$.

Магнитный потенциал dU в любой точке P каждого из dM выражится как $dU = (d\mathbf{M}, \mathbf{r})/r^3$, где r — расстояние точки P от элемента объема $\Delta\tau$. Так как $d\mathbf{M} = \mathbf{J}d\tau$, то $dU = [(\mathbf{J}, \mathbf{r})/r^3]d\tau$, или $dU = -[\mathbf{J}\nabla(1/r)]d\tau$. Следовательно, потенциал U всего тела в точке P будет

$$U = -\int_{\tau} [\mathbf{J}\nabla(1/r)]d\tau. \quad (52)$$

При этом интегрирование должно быть проведено по всему объему, а градиент взят по координатам точки P . Если же градиент от функ-

ции $1/r$ составить по координатам точки Q (рис. 2) элемента $d\tau$, то, как известно, $\nabla_P(1/r) = -\nabla_Q(1/r)$, и предыдущее выражение можно записать в виде $U = \int [\mathbf{J} \nabla_Q(1/r)] d\tau$. Применяя к подынтегральному выражению известную формулу векторного анализа для дивергенции произведения вектора на скаляр, получаем

$$U = \int \tau \operatorname{div}(\mathbf{J}, r) d\tau - \int \tau (\operatorname{div} \mathbf{J} / r) d\tau.$$

Первый интеграл преобразуется в поверхностный по формуле Гаусса, и поэтому

$$U = \int_S (\mathbf{J}, d\mathbf{S}) / r - \int \tau (\operatorname{div} \mathbf{J} / r) d\tau. \quad (53)$$

Первый интеграл распространяется на всю поверхность намагниченного тела, а второй — на весь его объем. Найденное выражение полностью совпадает с выражением (8), полученным из решения уравнения Пуассона. Оно справедливо для любой точки пространства как внутри, так и вне тела.

Если в уравнении (52) вектор \mathbf{J} принять постоянным, т. е. считать тело намагниченным однородно, то это уравнение преобразуется в следующее: $U = -\mathbf{J} \int \tau \nabla_P(1/r) d\tau$. Так как операция градиента производится по координатам точки P , а интегрирование по координатам точки Q , то порядок операций градиента и интегрирования можно изменить и записать:

$$U = -(\mathbf{J}, \nabla \int \tau (1/r) d\tau).$$

Обозначим $V = \int \tau (1/r) d\tau$, тогда

$$U = -(\mathbf{J}, \nabla V), \quad (54)$$

где V — гравитационный потенциал, создаваемый намагниченным телом в предположении, что плотность в нем всюду равна обратной величине гравитационной постоянной ($\rho = 1/6 \cdot 10^8$ г·см⁻³).

Таким образом, магнитный потенциал однородно намагниченного тела представляет собой скалярное произведение с обратным знаком намагниченности \mathbf{J} на градиент потенциала V гравитационной массы намагниченного тела с плотностью, равной $1/6 \cdot 10^8$ г/см³.

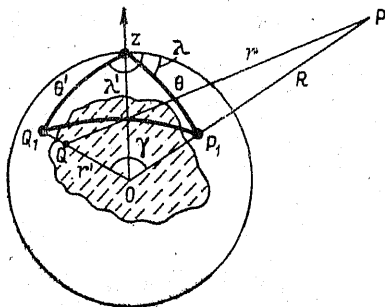


Рис. 2. К выводу потенциала намагниченного тела.

Уравнение (54) носит название *теоремы Пуассона*. Она позволяет находить магнитный потенциал однородно намагниченных тел, когда известен гравитационный потенциал тел, такой же формы и размеров и имеющих постоянную плотность. Другое выражение для однородно намагниченного тела получается из уравнения (53). Поскольку $\operatorname{div} \mathbf{J} = 0$, имеем:

$$U = \int_S (\mathbf{J}_n / r) dS. \quad (55)$$

Для нахождения магнитного потенциала по данной формуле необходимо знать поверхностное распределение нормальной составляющей вектора намагниченности. Вопрос о том, какой из этих двух формул — (54) или (55) — пользоваться при вычислении магнитного потенциала, решается в зависимости от формы магнитного тела. Рассматривая, например, шар или эллипсоид, удобнее пользоваться формулой (54), так как для них известны гравитационные потенциалы; для призмы, цилиндра задача легко решается с помощью уравнения (55).

В качестве примеров рассмотрим магнитное поле однородно намагниченного шара и эллипсоида, пользуясь указанными формулами.

1. Гравитационный потенциал шара $V_{\text{ш}}$ во внешней точке будет выражаться как $V_{\text{ш}} = V/r$, где V — объем шара. Поэтому магнитный потенциал в той же точке можно записать как

$$U = V(\mathbf{J}, \mathbf{r})/r^3 \text{ или } U = (\mathbf{M}, \mathbf{r})/r^3, \quad (56)$$

т. е. магнитный потенциал однородно намагниченного шара во внешнем пространстве эквивалентен потенциалу диполя. Следовательно, напряженность магнитного поля выразится тем же уравнением, что и для диполя, т. е. уравнением (51).

Для нахождения потенциала внутри шара на расстоянии r_1 от его центра разделим его на две части шаровой поверхностью радиусом r_1 с центром в той же точке. Магнитный потенциал U в точке, лежащей на этой поверхности, будет суммой потенциала U_1 , вызываемого шаром радиусом r_1 и потенциала U_2 шарового слоя. Первый из них по (56) выразится уравнением

$$U_1 = (4\pi/3) (r_1/r_1^3) (\mathbf{J}, \mathbf{r}_1) = (4\pi/3) (\mathbf{J}, \mathbf{r}_1).$$

Гравитационный потенциал внутри шарового слоя является постоянной величиной, и градиент его равен нулю, поэтому $U_2 = 0$. Следовательно, потенциал внутри шара $U = U_1 = (4\pi/3) (\mathbf{J}, \mathbf{r}_1)$, откуда напряженность магнитного поля внутри шара

$$\mathbf{H}_i = -\nabla U = -4\pi\mathbf{J}/3.$$

Следовательно, \mathbf{H}_i пропорционально намагниченности и имеет направление, противоположное \mathbf{J} . Коэффициент пропорциональности $N = 4\pi/3$ носит название *коэффициента размагничивания*.

2. Гравитационный потенциал эллипсоида известен и выражается для точки P с координатами x, y, z , лежащей вне эллипсоида, следующей формулой:

$$V = \pi abc \int_{\eta}^{\infty} \left(1 - \frac{x^2}{a^2 + \theta} - \frac{y^2}{b^2 + \theta} - \frac{z^2}{c^2 + \theta} \right) \frac{d\theta}{V\varphi(\theta)},$$

где a, b, c — полуоси эллипсоида; η — корень уравнения

$$\frac{x^2}{a^2 + \eta} + \frac{y^2}{b^2 + \eta} + \frac{z^2}{c^2 + \eta} = 1.$$

Найдем сначала магнитный потенциал на поверхности эллипсоида. В этом случае $\eta=0$, и поэтому гравитационный потенциал будет

$$V = -\pi abc \int_0^\infty \left(\frac{x^2}{a^2 + \theta} + \frac{y^2}{b^2 + \theta} + \frac{z^2}{c^2 + \theta} \right) \frac{d\theta}{\sqrt{\varphi(\theta)}} + \Phi.$$

Это выражение можно записать иначе: $V = -(Lx^2 + My^2 + Nz^2)/2 + \Phi$, где L , M , N , Φ — постоянные величины, выражающиеся через определенные эллиптические интегралы:

$$L = 2\pi abc \int_0^\infty \frac{d\theta}{(a^2 + \theta)\sqrt{\varphi(\theta)}}, \quad M = 2\pi abc \int_0^\infty \frac{d\theta}{(b^2 + \theta)\sqrt{\varphi(\theta)}}, \quad (57)$$

$$N = 2\pi abc \int_0^\infty \frac{d\theta}{(c^2 + \theta)\sqrt{\varphi(\theta)}}, \quad \Phi = \pi abc \int_0^\infty \frac{d\theta}{\sqrt{\varphi(\theta)}}.$$

Следовательно, магнитный потенциал на поверхности эллипсоида будет иметь вид:

$$U = J_x Lx + J_y My + J_z Nz. \quad (58)$$

При этом произведения Lx , My и Nz представляют собой составляющие силы гравитационного притяжения эллипсоида \vec{f} , т. е.

$$f_x = Lx, \quad f_y = My, \quad f_z = Nz. \quad (59)$$

Магнитный потенциал эллипсоида во внешней точке по теореме Пуассона будет выражаться как $U_e = J_x f_x + J_y f_y + J_z f_z$, где f_x , f_y , f_z также будут составляющими силы гравитационного притяжения во внешней точке P . Для нахождения этих сил так проведем через точку P эллипсоид, софокусный с данным эллипсоидом, чтобы оси их совпадали. Тогда, по теореме Маклорена, притяжение такого эллипсоида при одинаковой плотности во столько раз больше, во сколько объем его больше объема данного эллипсоида; поэтому мы можем написать: $f'_x/f_x = f'_y/f_y = f'_z/f_z = a_1 b_1 c_1 / (abc)$, где a_1 , b_1 , c_1 — полуоси софокусного эллипсоида, а f'_x , f'_y , f'_z — составляющие силы притяжения софокусного эллипсоида. Так как точка P лежит на поверхности софокусного эллипсоида, то в соответствии с формулами (58) и (59) $f'_x = L_1 x$, $f'_y = M_1 y$, $f'_z = N_1 z$, где L_1 , M_1 и N_1 — постоянные величины, определяемые формулами (57), в которых полуоси a , b , c заменены полуосями a_1 , b_1 , c_1 . Следовательно, $f_x = abc L_1 x / (a_1 b_1 c_1)$, $f_y = abc M_1 y / (a_1 b_1 c_1)$, $f_z = abc N_1 z / (a_1 b_1 c_1)$, откуда

$$U_e = [abc / (a_1 b_1 c_1)] (J_x L_1 x + J_y M_1 y + J_z N_1 z). \quad (60)$$

Полуоси a_1 , b_1 , c_1 находятся из условия софокусности эллипсоидов и из условия, что рассматриваемая точка лежит на поверхности эллипсоида с осями a_1 , b_1 , c_1 . Первое условие дает $a_1^2 - b_1^2 = a^2 - b^2 = q_1^2$; $a_1^2 - c_1^2 = a^2 - c^2 = q_2^2$, а второе $x^2/a_1^2 + y^2/b_1^2 + z^2/c_1^2 = 1$. Эти три уравнения позволяют найти искомые полуоси.

Магнитное поле сжатого эллипсоида рассчитывается по формуле (60). Если в ней положить $a=b$, тогда $U = [a^2 c / (a_1^2 c_1)] \cdot [J_z N_1 z + (J_x x + J_y y) L_1]$. Положим далее, что $a > c$ и эллипсоид намагничен по оси z , тогда

$$U = [a^2 c / (a_1^2 c_1)] N_1 J_z z, \quad (61)$$

при этом постоянный коэффициент N_1 имеет следующий вид:

$$N_1 = 2\pi a_1^2 c_1 \int_0^\infty \frac{d\theta}{(a_1^2 + \theta)(c_1^2 + \theta)^{3/2}},$$

или после интегрирования

$$N_1 = 4\pi a_1^3 c_1 \left[\frac{1}{q^2 c_1} - \frac{1}{q^3} \operatorname{arctg} \frac{q}{c_1} \right], \quad (62)$$

где $q^2 = a_1^2 - c_1^2$. Замечая, что $4\pi a^2 c J/3$ представляет собой магнитный момент эллипсоида M_0 , и подставляя N_1 из уравнения (62) в уравнение (61), получаем

$$U = 3M_0 \left(\frac{1}{q^2 c_1} - \frac{1}{q^3} \operatorname{arctg} \frac{q}{c_1} \right) z. \quad (63)$$

Условия софокусности эллипсоида и того, что точка P с координатами x, y и z лежит на поверхности эллипсоида с осями a_1, c_1 , дают $a_1^2 - c_1^2 = a^2 - c^2 = q^2$, $x^2/a_1^2 + z^2/c_1^2 = 1$, откуда, решая эти уравнения, находим:

$a_1^2 = (x^2 + q^2 + z^2)/2 + \sqrt{[(x^2 + z^2 + q^2)^2 - 4x^2 q^2]}/2$, $c_1^2 = (x^2 + z^2 - q^2)/2 + \sqrt{[(x^2 + z^2 + q^2)^2 - 4z^2 q^2]}/2$. Составляющие напряженности магнитного поля найдем из уравнения (63):

$$H_x = -dU/dx = 3M_0 z x / (a_1^3 c_1 t),$$

$$H_z = -\frac{dU}{dz} = 3M_0 \left[\frac{z}{t c_1^3} - \frac{1}{q^2} \left(\frac{1}{c_1} - \frac{1}{q} \operatorname{arctg} \frac{q}{c_1} \right) \right],$$

$$\text{где } t = \sqrt{[(x^2 + z^2 + q^2)^2 - 4z^2 q^2]}.$$

Если за единицу длины принять половину фокусного расстояния, т. е. положить $q=1$, то отношения H_x/M_0 и H_z/M_0 не будут зависеть от размеров эллипсоидов и отношения их осей, так как a и c зависят только от фокусного расстояния $2q$ и координат точки P .

Разложение потенциала намагниченного тела в ряд по сферическим функциям. Магнитный потенциал намагниченного тела в форме, представленной выражениями (26) и (27), можно получить несколько другим путем, который дает возможность выразить постоянные интегрирования a_n^m, b_n^m, c_n^m и d_n^m в функции параметров намагниченного тела. Магнитный потенциал U в какой-либо точке P , как было показано ранее, имеет вид:

$$U = \iiint (\rho/r) d\tau = \iiint dm/r. \quad (64)$$

Разложим подынтегральную функцию $1/r$ в ряд. Такое разложение может быть произведено двояким образом: в зависимости от того, где находится начало координат — вне или внутри намагниченного тела.

1. Положим, что начало координат находится в центральной части намагниченного тела, и обозначим расстояние между точкой P и началом координат через R (см. рис. 2), а расстояние от точки Q элемента объема внутри тела — через r' , тогда $r^2 = R^2 + r'^2 - 2Rr' \cos \gamma$, где γ — угол между R и r' . Если точка P находится на таком расстоянии от начала координат, что для всех точек Q внутри тела $r' < R$, то подынтегральная функция $1/r$ может быть написана в виде $1/r = (1/R) [1 + (r'/R)^2 - (2r'/R) \cos \gamma]^{-1/2}$. Известно,

что при разложении такой функции в ряд по биному Ньютона коэффициентами при членах $(r'/R)^n$ будут полиномы Лежандра от аргумента $\cos \gamma$, т. е.

$$(1/r) = (1/R) \sum_{n=0}^{\infty} (r'/R)^n P_n(\cos \gamma). \quad (65)$$

Поэтому потенциал U после замены $(1/r)$ его рядом примет вид

$$U = \sum_{n=0}^{\infty} (A_n/R^{n+1}), \quad (66)$$

где

$$A_n = \iiint r'^n P_n(\cos \gamma) dm. \quad (67)$$

Одним из свойств полиномов Лежандра является то, что при любом n $P_n(\cos \gamma) \leq 1$. Поэтому $r'^n P_n(\cos \gamma) \leq r'^n$. По свойству же определенного интеграла

$$\iiint r'^{n-1} r' dm = (r'^{n-1})_{cp} \iiint r' dm \simeq (r'^{n-1})_{cp} M,$$

где M — магнитный момент всего тела, следовательно:

$$U < (M/R) \sum_{n=0}^{\infty} (r'^{n-1})_{cp} / R^n.$$

Ряд, стоящий в правой части, является сходящимся, так как любое $r' < R$, поэтому ряд (66) также будет сходящимся. Кроме того, коэффициент A_n является для данного намагниченного тела постоянным, не зависящим от положения точки P . Поэтому при достаточно большом расстоянии R всеми членами ряда, кроме первого и второго, можно пренебречь. В этом случае

$$U = A_0/R + A_1/R^2, \quad A_0 = \iiint dm = 0, \quad A_1 = \iiint r' \cos \gamma dm.$$

Нетрудно видеть, что A_1 представляет собой проекцию магнитного момента M на ось R ; поэтому

$$U = M \cos \varphi / R^2, \quad (68)$$

где φ — угол между M и R . Это выражение представляет собой запись потенциала однородно намагниченного шара.

Следовательно, любое намагниченное тело, т. е. тело любой формы с любым распределением в нем намагниченности, на достаточно большом расстоянии можно рассматривать как однородно намагниченный шар (или диполь), имеющий тот же самый магнитный момент, что и данное тело. Это свойство дает возможность ограничиваться рассмотрением поля диполя, когда источник поля находится на большом расстоянии или когда требование к точности определения поля невелико.

Для нахождения коэффициентов A_n необходимо $\cos \gamma$ выразить через угловые координаты точек P и Q . Представим шаровую

поверхность (см. рис. 2) с центром в точке O и спроектируем на нее обе эти точки и ось координат z . Тогда из сферического треугольника zP_1Q_1 будем иметь:

$$\cos \gamma = \cos \theta \cos \theta' + \sin \theta \sin \theta' \cos (\lambda - \lambda'),$$

где θ и λ — угловые координаты точки P ; θ' и λ' — угловые координаты точки Q_1 . Воспользуемся теоремой сложения, доказываемой в теории шаровых функций, согласно которой

$$P_n(\cos \gamma) = \sum_{m=0}^n \frac{(n-m)!}{(n+m)!} c_n P_n^m(\cos \theta) P_n^m(\cos \theta') \cos m(\lambda - \lambda'), \quad (69)$$

где

$$c_n = \begin{cases} 1 & \text{при } m = 0, \\ 2 & \text{при } m > 0. \end{cases}$$

Тогда

$$A_n = \sum_{m=0}^n (a_n^m \cos m\lambda + b_n^m \sin m\lambda) P_n^m(\cos \theta), \quad (70)$$

где

$$a_n^m = \frac{(n-m)!}{(n+m)!} c_n \iiint r'^n P_n^m(\cos \theta') \cos m\lambda' dm,$$

$$b_n^m = \frac{(n-m)!}{(n+m)!} c_n \iiint r'^n P_n^m(\cos \theta') \sin m\lambda' dm.$$

Подставив это значение A_n в выражение (66), представим потенциал намагниченного тела в виде

$$U = \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=0}^n \frac{1}{R^{n+1}} (a_n^m \cos m\lambda + b_n^m \sin m\lambda) P_n^m(\cos \theta). \quad (71)$$

Это выражение в точности совпадает с выражением (27), полученным при решении уравнения Лапласа. Отличием же его является то, что коэффициенты a_n^m и b_n^m в этом случае имеют определенный физический смысл, в то время как в предыдущем случае они получались в виде произвольных постоянных.

Если магнит имеет осевую симметрию (цилиндр, эллипсоид), то потенциал не должен зависеть от λ , а это, согласно (71), возможно лишь в случае, когда $m=0$. Поэтому коэффициенты для симметричного магнита принимают вид

$$A_n = a_n P_n(\cos \theta),$$

где

$$a_n = \iiint r'^n P_n(\cos \theta') dm,$$

и потенциал может быть представлен как

$$U = \frac{a_1}{R^2} \cos \theta + \frac{a_2}{R^3} P_2(\cos \theta) + \dots = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{a_n}{R^{n+1}} P_n(\cos \theta). \quad (72)$$

Если же магнит, кроме того, имеет центр симметрии, то, помещая начало координат в этот центр, для симметричных точек внутри магнита будем иметь $\theta' = \pi - \theta''$.

Для четных значений n полиномы Лежандра удовлетворяют уравнению

$$P_{2n}(\cos \theta') = P_{2n}[\cos(\pi - \theta'')],$$

а для нечетных:

$$P_{2n+1}(\cos \theta') = -P_{2n+1}[\cos(\pi - \theta'')].$$

Кроме того, для одной половины магнита магнитная масса dm имеет положительное значение, а для другой — отрицательное; поэтому интегралы, посредством которых выражаются коэффициенты a_n , для четных значений n становятся равными нулю. Вследствие этого потенциал магнита, имеющего ось симметрии и центр симметрии, может быть выражен как

$$U = \frac{a_1 \cos \theta}{R^2} + \frac{a_3}{R^4} P_3(\cos \theta) + \dots = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{a_{2n-1}}{R^{2n}} P_{2n-1}(\cos \theta).$$

2. Рассмотрим случай, когда начало координат Q лежит вне тела (рис. 3), и сохраним прежние обозначения: R — расстояние от начала координат до точки P ; r' — расстояние от точки Q до начала координат; γ — угол между R и r' . Тогда, как и раньше, $r^2 = R^2 + r'^2 - 2Rr' \cos \gamma$. Однако в этом случае $r' > R$, и поэтому для разложения в ряд $1/r$ необходимо вынести за скобки $1/r'$ и записать:

$$1/r = (1/r')[1 + (R/r')^2 - 2(R/r') \cos \gamma]^{-1/2}.$$

После разложения в ряд по биному Ньютона и подстановки $1/r$ в уравнение (64) будем иметь: $U = \sum_{n=0}^{\infty} R^n B_n$, где $B_n =$

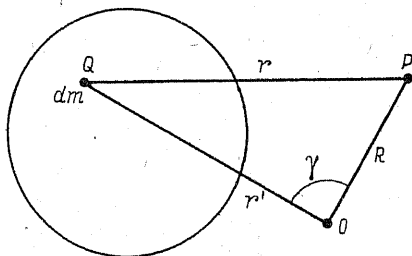


Рис. 3. К выводу потенциала намагниченного тела.

$= \iiint (1/r'^{n+1}) P_n(\cos \gamma) dm$. Подставляя $P_n(\cos \gamma)$ по формуле (69), получаем следующее выражение для потенциала:

$$U = \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{m=0}^n R^n (c_n^m \cos m\lambda + d_n^m \sin m\lambda) P_n^m(\cos \theta), \quad (73)$$

где

$$c_n^m = \frac{(n-m)!}{(n+m)!} c_n \iint \frac{1}{r'^{n+1}} P_n^m(\cos \theta') \cos m\lambda' dm,$$

$$d_n^m = \frac{(n-m)!}{(n+m)!} c_n \iint \frac{1}{r'^{n+1}} P_n^m(\cos \theta') \sin m\lambda' dm.$$

Выражения (71) и (73) совпадают с решениями уравнения Лапласа (26) и (27), однако коэффициенты a_n^m , b_n^m , c_n^m и d_n^m по своему физическому значению отличаются от соответствующих коэффициентов в выражениях § 1.

§ 4. Обратная задача теории потенциала

В § 3 было показано, что элементарный магнит (диполь) и элементарный замкнутый ток создают в пространстве одинаковое магнитное поле, и, следовательно, любая совокупность диполей будет соответствовать совокупности элементарных токов. Совокупность же диполей образует намагниченное тело или среду, а совокупность элементарных токов в проводящей среде образует систему замкнутых токов. Таким образом, одно и то же магнитное поле может создаваться как намагниченным телом, так и системой электрических токов.

Во многих вопросах земного магнетизма встречаются задачи нахождения источников магнитного поля в предположении, что они распределены в тонком поверхностном сферическом слое. Такими источниками могут быть либо токи, текущие в этом слое, либо диполи, образующие двойной магнитный слой. При решении этой задачи будем предполагать, что толщиной сферического слоя можно пренебречь по сравнению с радиусом слоя, т. е. будем считать, что источники сосредоточены на поверхности сферы радиусом r , причем r может быть больше или меньше радиуса Земли R .

Рассмотрим сначала случай, когда $r > R$. При этом источниками магнитного поля будем считать диполи, направление которых совпадает с нормалью к поверхности сферы. Если обозначить магнитный момент единицы поверхности сферы (т. е. плотность магнитного момента) через μ_0 , то из уравнения (46) следует, что магнитный потенциал, создаваемый сферическим слоем в какой-либо точке P земной поверхности (рис. 4), выразится как $U = \iint (\mu_0 \partial/\partial n) (1/r') dS$. Здесь r' — расстояние между точкой земной поверхности, где отыскивается потенциал U , и элементом поверхности dS ; n — направление нормали к поверхности сферы, совпадающее с радиусом r , и интегрирование распространяется на всю поверхность сферы.

Так как $r'^2 = R^2 + r^2 - 2Rr \cos \gamma$, где γ — угол между R и r , а $r > R$, то

$$1/r' = \sum_{n=0}^{\infty} (R^n / r^{n+1}) P_n(\cos \gamma),$$

и, следовательно:

$$U = \iint \mu_0 \frac{\partial}{\partial n} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{R^n}{r^{n+1}} P_n(\cos \gamma) dS,$$

так как $\partial/\partial n = \partial/\partial r$, или

$$U = - \sum_{n=1}^{\infty} (n+1) \frac{R^n}{r^{n+2}} \iint \mu_0 P_n(\cos \gamma) dS. \quad (74)$$

Так как μ_0 является функцией дополнения широты θ (кошироты) и долготы λ , то она может быть единственным образом разложена в ряд по сферическим функциям, и поэтому ее можно представить в виде суммы:

$$\mu_0 = \sum_{k=1}^{\infty} \mu_k,$$

где

$$\mu_k = \sum_{m=0}^k (a_k^m \cos m\lambda + b_k^m \sin m\lambda) P_k^m(\cos \theta). \quad (75)$$

Следовательно:

$$U = - \sum_{n=1}^{\infty} (n+1) \frac{R^n}{r^{n+2}} \sum_{k=1}^{\infty} \iint \mu_k P_n(\cos \gamma) dS.$$

Из теории шаровых функций известно, что

$$\iint \mu_k P_n(\cos \gamma) dS = \begin{cases} \frac{4\pi r^2}{2n+1} \mu_n, & \text{если } k = n, \\ 0, & \text{если } k \neq n. \end{cases}$$

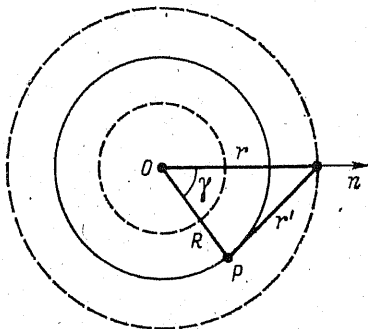


Рис. 4. К решению обратной задачи.

Поэтому

$$U = -4\pi \sum_{n=1}^{\infty} [(n+1)/(2n+1)] (R/r)^n \mu_n. \quad (76)$$

С другой стороны, магнитный потенциал на поверхности Земли, как было сказано выше, может быть представлен в виде ряда $U = R \sum U_n$, где

$$U_n = \sum (p_n^m \cos m\lambda + q_n^m \sin m\lambda) P_n^m(\cos \theta), \quad (77)$$

причем коэффициенты p_n^m и q_n^m известны из наблюдений и представляют либо внутреннюю, либо внешнюю части потенциала или и ту и другую вместе. Сравнивая выражения (76) и (77), находим, что

$$R U_n = -4\pi [(n+1)/(2n+1)] (R/r)^n \mu_n,$$

откуда

$$\mu_n = - (R/4\pi) [(2n+1)/(n+1)] (r/R)^n U_n,$$

или, подставляя μ_n в уравнение (75) и заменяя U_n его значением в (77):

$$\begin{aligned} \mu_0 = - \frac{R}{4\pi} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2n+1}{n+1} \left(\frac{r}{R} \right)^n \sum_{m=0}^n (p_n^m \cos m\lambda + \\ + q_n^m \sin m\lambda) P_n^m(\cos \theta). \end{aligned} \quad (78)$$

Если же $r < R$, то (см. рис. 4)

$$1/r' = \sum_{n=0}^{\infty} (r^n/R^{n+1}) P_n(\cos \gamma),$$

и, следовательно:

$$U = \sum_{n=0}^{\infty} n (r^n/R^{n+1}) \iint \mu_0 P_n(\cos \gamma) dS,$$

откуда, продолжая те же рассуждения, что и в предыдущем случае, получим для величины μ_0 следующее выражение:

$$\begin{aligned} \mu_0 = \frac{R}{4\pi} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{2n+1}{n} \left(\frac{R}{r} \right)^{n+1} (p_n^m \cos m\lambda + \\ + q_n^m \sin m\lambda) P_n^m(\cos \theta). \end{aligned} \quad (79)$$

Из соотношения (50) следует, что плотность магнитного момента равна силе тока элементарного контура, поэтому формулы (78) и (79), определяющие величину плотности магнитного момента

двойного сферического слоя в данной точке, служат одновременно и для определения силы тока I в той же точке. Но так как понятие силы тока относится не к точке, а к площади какого-либо поперечного сечения, через которое протекает ток, то в данном случае силу тока следует рассматривать как некоторую токовую функцию от θ и λ , определяющую величину и направление силы тока в сферическом слое. Для нахождения же величины и направления силы тока следует нанести на сферу или на проекцию этой сферы на плоскость значения токовой функции, вычисленные для разных точек сферического слоя, и построить систему изолиний. Тогда направление этих изолиний будет совпадать с направлением силы тока, а разность значений токовой функции между двумя изолиниями будет соответствовать силе тока, протекающего между этими изолиниями.

ЭЛЕМЕНТЫ МАГНИТНОГО ПОЛЯ ЗЕМЛИ, ЕГО ПРЕДСТАВЛЕНИЕ И МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЯ

§ 1. Элементы земного магнетизма

Характеристикой магнитного поля Земли, как и всякого магнитного поля, служит его напряженность \mathbf{H}_T^* или ее составляющие. Для разложения вектора \mathbf{H}_T на составляющие обычно принимают прямоугольную систему координат, в которой ось x ориентируют по направлению географического меридиана, y — по направлению параллели, при этом положительным считается направление оси x к северу, а оси y — к востоку. Ось z в таком случае будет направлена сверху вниз.

Поместим начало координат в точку, где происходит наблюдение напряженности магнитного поля Земли, тогда вектор \mathbf{H}_T займет по отношению к нашей системе координат какое-то положение OA (рис. 5). Проекция этого вектора на ось x носит название *северной составляющей*, проекция на ось y — *восточной составляющей* и проекция на ось z — *вертикальной составляющей*, и обозначаются они через X , Y , Z соответственно.

Проекцию \mathbf{H}_T на горизонтальную плоскость называют *горизонтальной составляющей* H . Вертикальная плоскость zOB , в которой лежит вектор \mathbf{H}_T , называется *плоскостью магнитного меридиана*, а угол между географическим и магнитным меридианами (xOB) — *магнитным склонением*, которое обозначается через D . Наконец, угол AOB между горизонтальной плоскостью и направлением вектора \mathbf{H}_T носит название *магнитного наклона* j . Нетрудно видеть что при таком расположении осей координат, как показано на рис. 5, положительным склонением будет восточное, т. е. когда вектор \mathbf{H} отклонен от севера к востоку, а отрицательным — западное.

Наклонение j положительно, когда вектор \mathbf{H}_T направлен вниз от земной поверхности, что имеет место в северном полушарии, и отрицательно, когда \mathbf{H}_T направлен вверх, т. е. в южном полушарии.

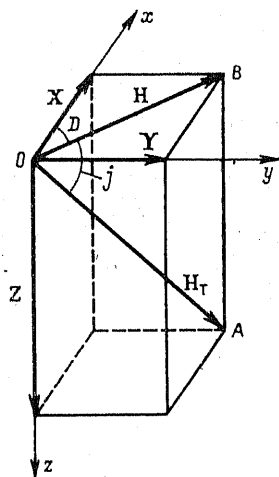


Рис. 5. Элементы земного магнетизма.

\mathbf{H}_T и F — международные обозначения полного вектора магнитного поля Земли (total intensity) и величины древнего поля соответственно. Иногда напряженность магнитного поля Земли обозначают через T , но так же обозначается и модуль полного вектора.

В этом учебном пособии мы будем придерживаться международных обозначений, а для модуля полного вектора используем символ T .

Склонение D , наклонение j , горизонтальная составляющая H , вертикальная составляющая Z , северная X и восточная Y носят название *элементов земного магнетизма*, которые можно рассматривать как координаты конца вектора \mathbf{H}_T в различных системах координат. Так, например, X , Y , Z — не что иное, как координаты конца вектора \mathbf{H}_T в прямоугольной системе координат; Z , H и D — координаты в цилиндрической системе и H_T , D и j — координаты в сферической системе. В каждой из этих трех систем координаты независимы друг от друга. Для перехода от одной системы координат к другой и определения величины вектора \mathbf{H}_T существуют, как можно видеть из рис. 5, следующие соотношения:

$$\begin{aligned} X &= H \cos D, \quad Y = H \sin D, \quad Z = H \operatorname{tg} j, \quad H^2 = X^2 + Y^2, \\ H_T^2 &= H^2 + Z^2, \quad \operatorname{tg} D = Y/X, \quad H_T = H \sec j = Z \operatorname{cosec} j. \end{aligned} \quad (80)$$

Величины X , Y , Z и H в ряде случаев называют *силовыми компонентами* земного магнитного поля, а D и j — *угловыми*.

Как показывают наблюдения, ни один из элементов земного магнетизма не остается постоянным во времени, а непрерывно меняет свою величину от часа к часу и от года к году. Такие изменения получили название *вариаций элементов земного магнетизма*. Если наблюдать за этими вариациями в течение короткого промежутка времени (порядка суток), то можно заметить, что они имеют периодический характер, однако периоды, амплитуды и фазы их чрезвычайно разнообразны. Если же наблюдения ведутся длительно (несколько лет) с ежегодным определением среднегодового значения элементов, то легко установить, что среднегодовые значения также меняются, но характер изменения уже монотонный, и периодичность их выявляется лишь при очень большой длительности наблюдений (порядка многих десятков и сотен лет).

Медленные вариации элементов земного магнетизма получили название *вековых*, их величина обычно составляет десятки гамм в год. Вековые вариации элементов связаны с источниками, лежащими внутри земного шара, и вызываются теми же причинами, что и магнитное поле Земли. Быстротечные вариации периодического характера, весьма различные по амплитуде, имеют своим источником электрические токи в высоких слоях атмосферы.

Вся совокупность современных экспериментальных данных о магнитном поле, полученных по измерениям магнитного поля на поверхности Земли и в окружающем пространстве, позволяет разделить геомагнитное поле на три основные части: *главное магнитное поле* и его вековые вариации, имеющие внутренний источник в ядре Земли; *аномальное поле*, обусловленное совокупностью источников в тонком верхнем слое, называемом магнитоактивной оболочкой Земли; *внешнее поле*, связанное с внешними источниками — токовыми системами в околоземном пространстве. Вклад главного поля в поле, наблюдаемое на поверхности Земли, составляет в среднем более 95%, аномальное поле вносит лишь около 4% и доля внешнего поля — менее 1%. Поле внешнего происхождения

называется *переменным электромагнитным полем Земли*, поскольку оно является не только магнитным, но и электрическим. Главное и аномальное поля часто объединяют общим условным термином *постоянное геомагнитное поле*.

§ 2. Методы исследования магнитного поля

Основными методами в изучении магнитного поля являются непосредственные наблюдения над пространственным распределением магнитного поля и его вариациями на поверхности Земли и в околоземном пространстве. Наблюдения заключаются в измерении элементов земного магнетизма в различных точках и носят название *магнитных съемок*. В зависимости от того, где они производятся, съемки подразделяются на наземные, морские (гидромагнитные), аэромагнитные (воздушные) и спутниковые. Они отличаются своей методикой и требуют специфической аппаратуры. Магнитные съемки подразделяются также в зависимости от стоящих задач и соответственно от охватываемой ими территории на глобальные, региональные и локальные; различия между этими видами съемок в основном методические. По измеряемым элементам съемки делятся на *модульные* (*T*-съемки) — производится измерение модуля полного вектора, *компонентные* — измеряется одна или несколько компонент и ΔT (ΔZ)-съемки — производится измерение приращений соответствующих элементов.

Магнитные съемки в настоящее время осуществляются в каждой стране специальными учреждениями и охватывают в большинстве случаев территорию лишь своей страны. Между тем для нахождения закономерностей в распределении магнитного поля на поверхности земного шара и построения теоретических основ земного магнетизма нельзя ограничиваться наблюдениями его элементов на части территории земного шара, а необходимо производить их на всей поверхности на протяжении многих столетий.

Магнитное поле Земли не только меняется с течением времени, но и сами изменения имеют различный характер в разных точках земного шара. Поэтому наблюдения, производимые в разных районах в разное время, не согласовываются друг с другом, требуется введение поправок на «вековой ход» (изменение того или иного элемента в течение года). Эти изменения представляют самостоятельный интерес, так как позволяют получить представление о динамике источника геомагнитного поля и о внутреннем строении Земли. Между тем закономерности в распределении векового хода на земной поверхности до сих пор еще полностью не изучены, поэтому вводимые поправки оказываются во многих случаях ошибочными.

Ввиду этого на XI Ассамблее МСГГ, проходившей в 1957 г. в Торонто (Канада), был поднят вопрос о проведении магнитной съемки (наземной, морской и воздушной) в мировом масштабе и по единому плану. В конце 50-х и начале 60-х годов усилия отдельных

стран по изучению магнитного поля Земли как глобального явления были объединены проектом «Мировая магнитная съемка». В рамках этого проекта СССР, США, Канада и Япония выполняли компонентные съемки. Эти измерения, в основном воздушные и морские, были проведены во всех районах земного шара, включая Арктику и Антарктику. Однако точность съемок была относительно невелика (погрешность до 100 гамм) вследствие погрешности в ориентации чувствительного элемента магнитометра, влияния собственного магнитного поля корабля или самолета, неучтенных вариаций и, наконец, неточностей определения координат точек наблюдения.

Наземные съемки. Магнитные съемки на территории нашей страны начались с первых магнитных измерений — определения склонения, которые были выполнены на территории России в 1586 г. в устье Печоры. С этого момента к началу революции общее число пунктов наблюдений возросло лишь до 8000, что составляло в среднем один пункт на 4500 км².

До 1910 г. магнитные съемки производились либо отдельными учреждениями для собственных целей (например, Главным гидрографическим управлением — съемка побережий, Управлением военных топографов — измерение склонения при топографической съемке), либо отдельными лицами по собственной инициативе и зачастую за счет собственных средств. Наиболее крупные работы в этом направлении были проведены, как уже указывалось, Н. И. Смирновым.

Систематическая магнитная съемка всей территории России была начата лишь в 1910 г. Особой магнитной комиссией при Академии наук. Председателем комиссии был акад. М. А. Рыкачев. В течение пяти лет (1910—1914 гг.), т. е. до начала первой мировой войны, комиссия успела произвести наблюдения в 376 пунктах, расположенных в Петербургской, Новгородской, Бессарабской, Архангельской и Вологодской губерниях. Средства, отпускавшиеся на съемку, были таковы, что комиссия в состоянии была отправлять в год не более двух-трех наблюдателей сроком на три месяца. При таких темпах для покрытия всей площади России магнитными пунктами через каждые 20 км потребовалось бы более 100 лет. После Великой Октябрьской революции по инициативе сотрудников Главной геофизической обсерватории в 1923 г. был организован Геоманитный отдел, основной задачей которого явилась подготовка к проведению на территории Советского Союза магнитной съемки, прерванной мировой войной. На это потребовалось семь лет предварительной работы. За это время были подготовлены кадры, аппаратура, составлен план съемки и организована служба векового хода, которая проводилась регулярно в течение всего этого периода. Под службой векового хода понимаются систематические магнитные наблюдения на некоторых определенных пунктах, называемых *опорными*. Опорные пункты располагаются на расстоянии от 250 до 500 км друг от друга, и наблюдения на них производятся через каждые пять лет.

Признавая огромное научное и народнохозяйственное значение,

которое должны иметь результаты магнитной съемки, Совет Народных Комиссаров 21 августа 1930 г. вынес постановление о производстве Генеральной магнитной съемки на территории всего Советского Союза по плану, разработанному Геомагнитным отделом, и поручил проведение этой съемки Главной геофизической обсерватории, которая выделила особое Бюро генеральной магнитной съемки. Бюро приступило к проведению съемки в 1931 г. и в течение пяти лет в основном выполнило намеченный план, засняв почти всю территорию СССР. Этим планом предусматривалось покрытие сплошной съемкой европейской части СССР и маршрутной — азиатской части. При сплошной съемке пункты наблюдений располагались через 20—30 км примерно в шахматном порядке, при маршрутной — расстояние между пунктами сохранялось то же самое, но располагались они лишь вдоль путей сообщения: железных и грунтовых дорог, а в пустынях Средней Азии — вдоль специальных автомобильных маршрутов. С 1931 по 1936 г. включительно было определено около 12 000 пунктов, что в полтора раза превышает число пунктов, определенных за весь период со времени открытия склонения до начала Генеральной съемки. О масштабах работы можно судить по тому, что число партий, работавших одновременно, доходило в некоторые годы до пятидесяти, в то время как Академия наук в 1910—1914 гг. могла посылать не более трех-четыре партий.

Результаты магнитной съемки показали, что магнитное поле на территории СССР является настолько сложным по своей топологии, что принятый Бюро масштаб съемки не мог охватить все местные аномалии. Однако несмотря на этот недостаток, Генеральная магнитная съемка имела огромное значение как в изучении проблемы земного магнетизма, так и для народного хозяйства страны. Благодаря ей впервые были построены магнитные карты СССР большого приближения, которые сыграли значительную роль в решении ряда научных и практических вопросов. Генеральную магнитную съемку 1931—1936 гг. надо рассматривать как первый этап в изучении пространственного распределения элементов земного магнетизма.

Следующим этапом явилась систематическая съемка, которая проводилась с 1937 г. Институтом земного магнетизма. Цель этой съемки состояла в получении магнитных карт следующего, более высокого приближения, благодаря которому возможно было бы учесть все имеющиеся магнитные аномалии на территории СССР. С этой целью был принят более крупный масштаб съемки. На территории европейской части СССР наблюдения стали производиться по маршрутам, на которых через каждые 1—2 км делалось определение вертикальной составляющей и через каждые 20 км — обычные наблюдения трех элементов; расстояние же между маршрутами — от 19 до 20 км. В азиатской части производилась сплошная съемка по прежней программе. К началу 1950 г. общее число пунктов, в которых были определены элементы земного магнетизма, достигало 26 000.

История съемок многих стран очень похожа на историю съемки нашей страны: первые измерения склонения производились в XVI—XVII вв., систематические съемки — в первой половине XX в. В ряде малых стран выполнено несколько повторных съемок.

Наземные магнитные съемки, несмотря на исключительно малую производительность, не утрачивают своего значения в тех случаях, когда стоит задача детализации структуры поля на ограниченных участках. При наземных наблюдениях отсутствует влияние каких-либо магнитных масс, сведены к минимуму ориентационные и навигационные погрешности; временные вариации могут быть исключены либо на основе применения специальной методики, либо в результате использования данных ближайших обсерваторий. Таким образом, погрешность съемки может быть снижена до единиц гамм по силовым компонентам и до минут — по угловым.

Морские съемки. Площадь морей и океанов составляет почти $\frac{3}{4}$ всей поверхности земного шара. Поэтому наука о земном магнетизме потеряла бы всякий смысл, если бы на этой площади не было никаких наблюдений элементов магнитного поля Земли. Явления земного магнитного поля не смогли бы получить такого широкого практического применения в навигации, которое они получили с первых дней их открытия. Вот почему уже в самом начале организации магнитных наблюдений особое внимание было обращено на производство их в открытых морях и океанах. В течение первых двух столетий (1500—1700 гг.) после открытия Колумбом склонения измерения на морях и океанах носили случайный характер. Первая систематическая съемка склонения и наклонения была организована в конце XVII в. английским адмиралтейством. Данные этой экспедиции позволили Э. Галлею выпустить в 1700 г. первые магнитные карты — карты склонения, обеспечивающие относительную безопасность мореплавания. Метод линий равных значений, впервые использованный Э. Галлеем, стал на долгие годы единственным способом представления пространственной структуры любых геофизических полей. Дальнейшие наблюдения на многочисленных судах как экспедиционного, так и торгового характера позволили У. Маунтайну и Дж. Додсону в 1757 г. составить таблицы магнитного склонения для Атлантического и Индийского океанов для равноотстоящих через 5° точек как по широте, так и по долготе. Авторы в предисловии к этим таблицам указывают, что ими был использован материал наблюдений в 50 000 точках.

В конце XVIII и в течение всего XIX в. кроме склонения на судах стали производиться и наблюдения за наклонением и горизонтальной составляющей. Большая обобщающая работа по сбору и систематизации всех морских съемок была проделана Э. Сэбайном* в середине XIX в. Им были составлены каталоги более

* Ссылка приведена по работе [161].

3000 магнитных определений всех трех элементов, но большинство из них относилось к определению склонения. На основании этих каталогов были построены магнитные карты трех элементов для 1 июля (0 ч 0 мин) 1842 г.

В настоящее время все такие наблюдения имеют лишь исторический характер, так как по точности данных и по одновременности их получения они лишь в слабой степени могут отразить состояние магнитного поля в то время. Однако тогда они сыграли значительную роль в вопросах навигации, и без них невозможно было бы пользоваться компасом при плавании по морям и океанам.

Первая крупная и систематическая магнитная съемка всех океанов была начата в 1905 г. Институтом Карнеги (США) и продолжалась вплоть до 1929 г. на специально оборудованных судах. С 1905 по 1908 г. съемки производились на бывшем торговом судне «Галилей» водоизмещением 600 т, приспособленном для магнитных наблюдений. В 1909 г. была построена специальная немагнитная яхта «Карнеги» водоизмещением 568 т, на которой был установлен четырехцилиндровый двигатель в 150 л. с. На этой яхте в период с 1909 по 1929 г. было проведено семь рейсов во всех океанах, за исключением Арктики и Антарктики, и определено склонение в 3519 пунктах, горизонтальная составляющая — в 2001 пункте и наклонение — в 2006 точках. В 1929 г. яхта «Карнеги» трагически погибла (сгорела) вблизи островов Самоа. Вместе с судном погиб его капитан Олт, приборы и часть материалов последнего рейса. С тех пор морские съемки Институтом Карнеги были прекращены.

Результаты наблюдений на яхте «Карнеги» и судне «Галилей» до последнего времени оставались единственными, по которым строились все мировые магнитные карты. Они же давали материал для оценки векового хода в районах, удаленных от материков. Но, как указано выше, определение векового хода требует систематических и длительных наблюдений в различных точках земной поверхности. Поэтому данные магнитных съемок «Карнеги», имевшие свое значение для 20-х годов XX в., в настоящее время уже перестали быть теми, по которым можно строить точные магнитные карты и делать заключения о закономерностях в изменениях магнитного поля.

Особенностью морских магнитных съемок является то, что наблюдения должны производиться на судне, которое непрерывно меняет свое положение в пространстве (собственный ход, морские течения и т. д.) и обладает собственным магнитным полем, меняющимся с изменением положения судна в пространстве. Поэтому методика наблюдения должна быть построена так, чтобы имела возможность учитывать оба эти обстоятельства.

Первые определения склонения производились при помощи компаса, помещавшегося на кардановом подвесе для сохранения его горизонтального положения. Такая методика использовалась до последних дней, она учитывала лишь собственное магнитное

поле корабля, которое вызывает отклонение компасной стрелки от магнитного меридиана, получившее название *девиации*. В течение второй половины XIX в. была создана теория девиации, что позволило разработать способы определения величины девиации и ее компенсации.

Для определения горизонтальной составляющей в течение всего XIX и начале XX в. применялся дефлекторный магнитометр, состоявший из того же компаса на кардановом подвесе и отклоняющего магнита (дефлектора), устанавливаемого сверху или снизу компасной стрелки и вызывающего ее отклонение. Так как угол отклонения зависит от величины горизонтальной составляющей, то, измеряя его, можно получить относительное значение горизонтальной составляющей. В 1916 г. Ф. Бидлингмайером был предложен новый прибор — «двойной компас», состоящий из двух компасов, помещенных один над другим так, что оси компасных стрелок находятся на одной вертикальной линии [164]. Взаимодействие двух магнитных стрелок, вызывающее отклонение их от магнитного меридиана, уравнивается действием на них горизонтальной составляющей H , следовательно, угол между стрелками — функция H . Измеряя этот угол, можно определить и величину горизонтальной составляющей.

Третий элемент — наклонение — определялся при помощи стрелочного инклинатора, устанавливаемого на кардановом подвесе.

При проведении съемки Институтом Карнеги на судах «Галилей» и «Карнеги» были установлены именно такие приборы, причем был сделан ряд усовершенствований для повышения точности измерения. Погрешность при измерениях склонения и наклонения составляла $5 \div 10'$, а горизонтальной составляющей — несколько десятков гамм, т. е. была в несколько раз больше погрешности при наземных наблюдениях. Следует сказать, что наблюдения с такими приборами требуют визуальных отсчетов, производимых лично наблюдателем.

После гибели яхты «Карнеги» в Советском Союзе был сразу же поднят вопрос о постройке немагнитного судна для производства магнитных наблюдений в морях и океанах. Начатые работы по разработке проекта такого судна были прерваны Великой Отечественной войной, и лишь после окончания ее этот вопрос получил свое решение. Судно типа парусно-моторной финской шхуны строилось в Финляндии по техническим условиям, разработанным советскими специалистами. В 1952 г. оно было отбуксировано в Ленинград и получило название «Заря».

Судно «Заря» водоизмещением 580 т имеет длину 52,25 м при максимальной ширине 8,95 м. На судне установлен двигатель мощностью 220 кВт, который позволяет развивать скорость до 8 узлов (14 км/ч). При попутном ветре под парусами, имеющими площадь 730 м², скорость судна может достигать скорости ветра. Судно рассчитано на переход длительностью до 30 суток без захода в порты. Аппаратура на судне состоит из серии самопишущих приборов для непрерывной регистрации H - и Z -составляющих, модуля

полного вектора H_T , а также направления магнитного меридиана. Особенностью трехкомпонентного магнитометра является то, что он установлен на платформе, самоориентирующейся в горизонтальной плоскости, что и позволяет вести непрерывные наблюдения, независимо от качки судна. Чувствительным элементом магнитометра является феррозонд, требующий контроля нулевого уровня и проверки постоянных. Такой контроль осуществляется во время стоянок в портах, во время плавания он устанавливается с помощью морского компаса для измерения склонения, протонного магнитометра для определения модуля полного вектора H_T и двойного компаса для измерения горизонтальной составляющей H . В последних рейсах судна применялся компонентный магнитометр более высокой точности, действие которого основано на принципе оптической накачки. Суммарная погрешность результатов измерения, оцененная по точкам пересечения маршрутов, составила: $20 \div 50$ гамм по модулю полного вектора; $60 \div 100$ гамм по компонентам H и Z ; $0,5^\circ$ — по склонению. Схема маршрутов, по которым проводились наблюдения, показана на рис. 6. Руководство работами судна «Заря» все годы осуществляет проф. М. М. Иванов (ИЗМИР АН СССР) [82].

Следует принять во внимание, что яхта «Карнеги» производила измерения в отдельных точках, отстоящих друг от друга на сотни километров, в то время как на «Заре» такие измерения велись непрерывно по всему маршруту. Поэтому, если произвести осреднение на отрезке маршрута в 100 км, то погрешность среднего значения получится более чем на порядок меньше погрешности, имевшейся при магнитной съемке на яхте «Карнеги». При дискретных же измерениях от точки к точке значение, получаемое в каждой точке, по существу должно рассматриваться как среднее значение для целого района, лежащего между соседними точками наблюдений. Именно непрерывная запись изменений элементов магнитного поля позволила увидеть то, чего не удалось увидеть при дискретных измерениях «Карнеги» — сложную структуру аномального поля и связь ее с характерными особенностями строения дна океана. Отметим, что в этом отношении судовые измерения, выполняемые на уровне, более близком к источникам аномального поля, имеют преимущества перед аэромагнитными съемками.

Существенно также, что съемка на шхуне «Заря» выполнялась одновременно с воздушными съемками США, Канады и Японии и что полученные данные использовались совместно для создания единого глобального представления о пространственной и отчасти временной структуре главного геомагнитного поля.

В 50-е годы впервые была выполнена морская съемка с помощью магнитометра, буксируемого за обычным металлическим судном. Первоначально использовался феррозондовый прибор, который позднее был заменен протонным [148].

Простота датчика протонного магнитометра и надежность всего устройства явились предпосылками для широкого распростра-

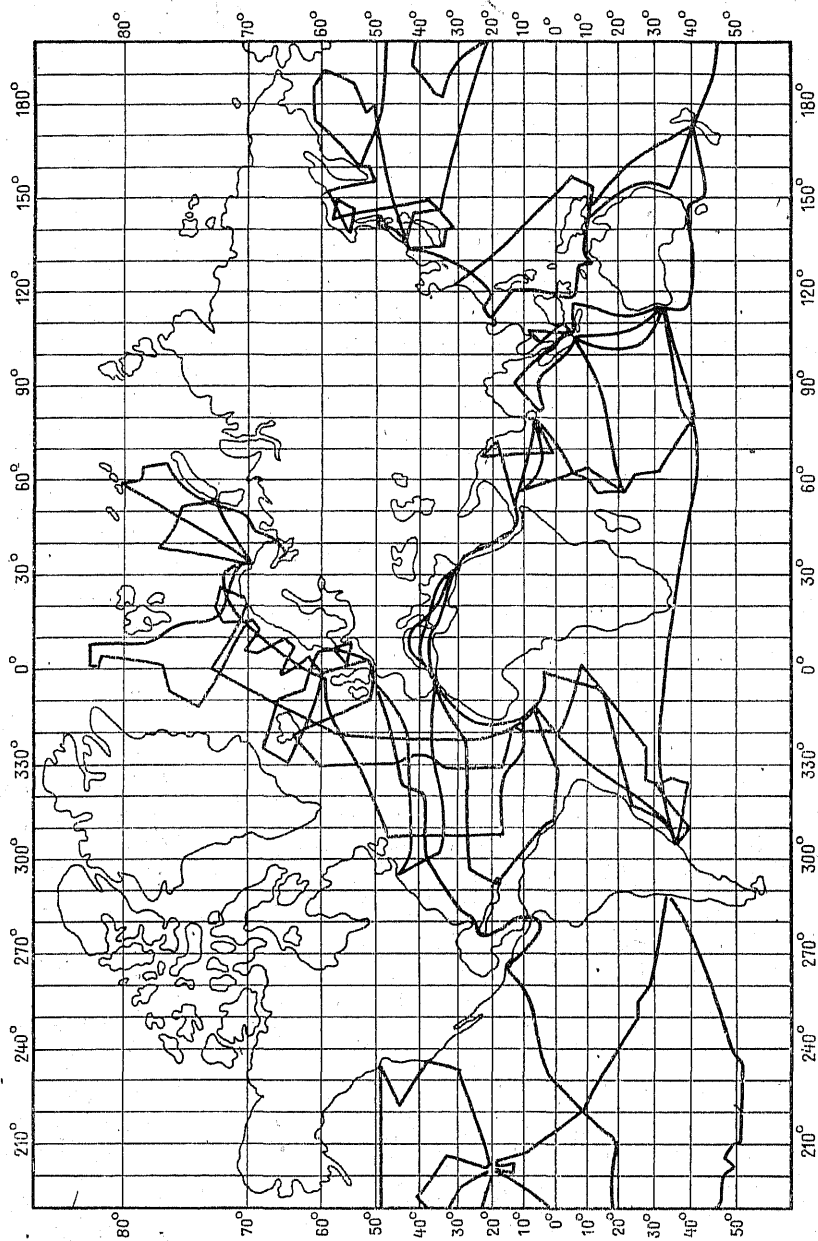


Рис. 6. Схема рейсов шхуны «Заря» (1956—1970 гг.).

нения модульных съемок на море. Полученные данные привели к открытию структур «линейных аномалий», связанных со срединно-океаническими хребтами, что способствовало появлению новых гипотез об истории развития океанов и переоценке старых, в частности возврату к обсуждению гипотезы дрейфа континентов. Модульные протонные магнитометры позволили осуществить измерения магнитного поля непосредственно у дна океана на глубинах до 2—3 км [253]. Этот вид съемки начал развиваться в 70-х годах. Одновременные измерения на двух уровнях (у дна и на поверхности) позволяют получить сведения о вертикальном градиенте поля.

Аэромагнитные съемки. С внедрением в практику магнитной разведки аэромагнитных методов исследования, предложенных и разработанных А. А. Логачевым [99], появилась возможность применять их для целей магнитных съемок.

Съемка с самолета обладает рядом преимуществ по сравнению со всеми другими видами съемки: во-первых, измерения с самолета могут быть выполнены с помощью одной и той же аппаратуры над лесами и горами, морями и пустынями, т. е. практически исчезает понятие «труднодоступная территория»; во-вторых, самолет обладает весьма незначительным собственным магнитным полем; в-третьих, самолет обеспечивает максимальную производительность съемки. Материалы аэромагнитных съемок, так же как наземных и морских, могут быть использованы для решения задач, связанных с изучением главного поля, его вековых вариаций и аномального поля. Возможности воздушного метода значительно расширились с разработкой трехкомпонентного аэромагнитометра [291]. Первая съемка с помощью этого прибора была произведена Канадской государственной обсерваторией в период с 1955 по 1958 г.; измерения были выполнены над территорией Канады и акваториями Тихого и Атлантического океанов.

В последующие годы большая работа по аэромагнитной съемке была проведена в США по плану «Магнит». Этим планом предусматривались измерения трех элементов (D , H и Z) над всеми океанами по маршрутам, расположенным на расстоянии 400—500 км друг от друга. Схема маршрутов, охватываемых планом «Магнит», показана на рис. 7. Полеты производились на высоте 6 км, поэтому результаты такой съемки дали материал о распределении вектора «нормального» поля Земли, т. е. поля за вычетом всех местных аномалий.

Советский Союз — родина аэромагнитного метода исследования. Уже более 35 лет у нас в обширных масштабах проводится аэромагнитная съемка с целью поисков полезных ископаемых и для геологического картирования. До начала 50-х годов велись измерения вертикальной составляющей индукционным аэромагнитометром. В последующие 10 лет с помощью феррозондовых приборов была покрыта ΔT -съемкой вся территория СССР на высотах 200—300 м с расстоянием между маршрутами 2 км. С целью «увязки» и картографического обобщения всего накопленного ма-

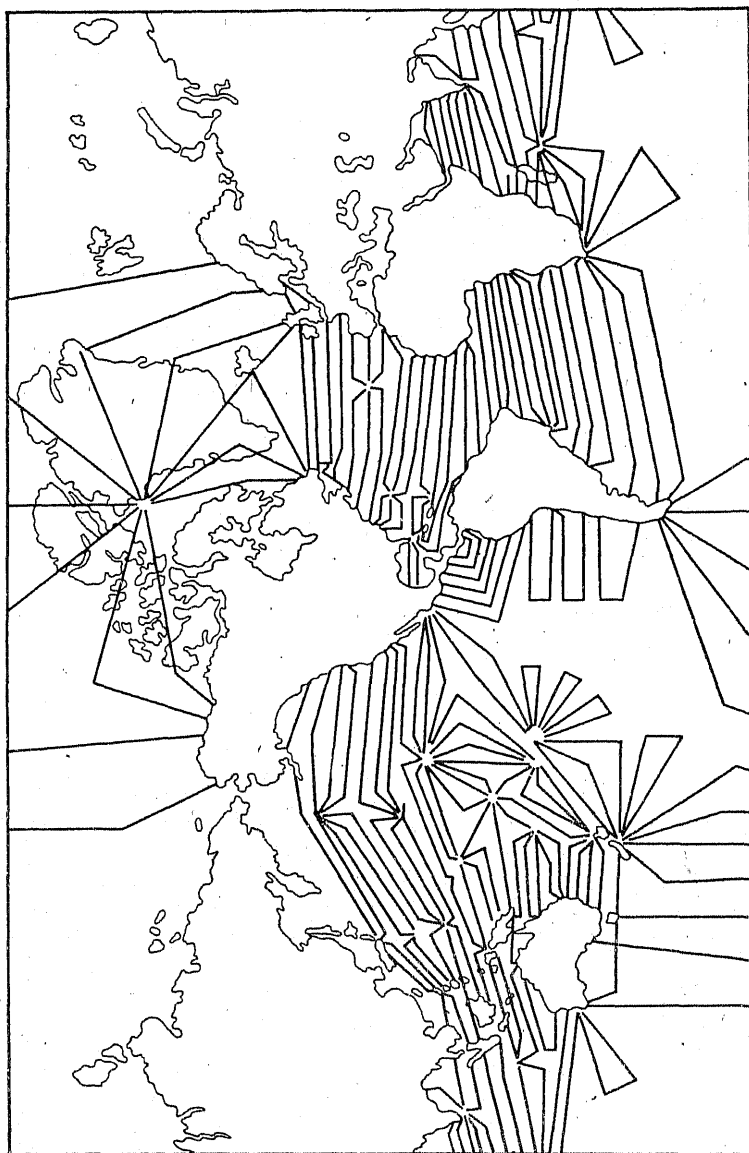


Рис. 7. Схема маршрутов по плану «Магнит».

териала заложена опорная картографическая аэромагнитная сеть. Для ее создания использован протонный T -магнитометр [21]. В настоящее время наряду с проведением более детальных T -съемок все большее развитие получают съемки модуля полного вектора с помощью протонного аэромагнитометра.

Спутниковые съемки. Большим успех в изучении пространственной структуры геомагнитного поля был достигнут в 1960—1970 гг. благодаря модульной съемке с искусственных спутников Земли. Первые данные были получены с помощью феррозондового магнитометра, затем использовались протонные приборы и аппаратура, работа которой основана на явлении оптической накачки. Передача информации с первых спутников осуществлялась только в момент пролета над наземной приемной станцией. Введение запоминающего устройства позволило получать данные о магнитном поле по всей орбите спутника. Наиболее полные и точные результаты получены с помощью спутников «Космос-49» (СССР), OGO-2, 4 (США). Каждая из этих съемок выполнена за столь короткий срок, что информация практически не искажена длиннопериодическими вариациями, как это имеет место при проведении компонентных глобальных съемок, растянувшихся более чем на десять лет. Повторные съемки со спутников OGO-6 [178] и «Космос-321» [46], выполненные через пять лет, позволили получить подробное представление об изменениях поля за пятилетний интервал (1965—1970 гг.). Таким образом, полученные с помощью спутников данные, погрешность которых оценивается в $10 \div 30 \gamma$, позволяют решать совокупность вопросов, связанных с представлением о структуре главного поля в пространстве и во времени. Для получения представления о векторном распределении геомагнитного поля разработан метод анализа на основе комбинаций результатов спутниковых и наземных данных.

Магнитные обсерватории. Для наблюдений за изменениями элементов земного магнетизма, происходящими непрерывно с течением времени, служат, как уже отмечалось, магнитные обсерватории. Магнитные вариации регистрируются при помощи самопишущих приборов (магнитных вариометров), которые дают непрерывную запись вариаций в виде кривых на фотоленте. Служба магнитных обсерваторий состоит в поддержании вариометров в рабочем состоянии и первичной обработке их записей. Нормальная работа вариометров позволяет в любой момент оценить полные значения элементов земного магнетизма с определенной погрешностью: для склонения $\pm 0,1'$, для горизонтальной составляющей $\pm 0,0001 H$ и для вертикальной составляющей $\pm 0,0001 Z$. Обработка записей представляет собой перевод ежечасных ординат кривых в полные значения, вычисление среднемесячных значений каждого элемента и составление месячных таблиц отклонений элемента от его среднемесячного значения для каждого часа, а также определение индексов магнитной активности за сутки и за каждые три часа суток. Для этого в обсерваториях регулярно, через определенные промежутки времени (несколько дней), производятся измерения полных

значений элементов земного магнетизма, а также определения цены деления вариометров.

Первые систематические наблюдения за изменениями отдельных элементов геомагнитного поля были начаты в Лондоне и Париже в XVI в.; позднее возникли первые обсерватории, старейшие из которых — Алибаг и Абинжер — имеют непрерывные ряды наблюдений более чем за 100 лет. В настоящее время на всем земном шаре насчитывается около 200 постоянно действующих обсерваторий. На территории нашей страны расположены 24 обсерватории. Наиболее длинные ряды наблюдений имеют старейшие из них: Воейково (Ленинград), Высокая Дубрава (Свердловск), Душети (Тбилиси) и Займище (Казань). Список всех обсерваторий с указанием их координат и значений элементов земного магнетизма дан в Приложении II.

Косвенные методы. Как было впервые показано Дж. Кеңигсбергером [235], горные породы, содержащие магнетит и другие ферромагнитные минералы, могут быть использованы для определения направления магнитного поля, существовавшего во время образования этих пород. Для получения достоверных данных необходимо знать возраст породы, исключить возможное влияние более поздних намагниченностей, учесть перемещения отдельных блоков земной коры.

Е. Телье развил [302, 303] методы определения направления поля в прошлом, изучая остаточную намагниченность обожженных кирпичей и глиняных изделий, возраст которых мог быть определен относительно уверенно. Наряду с изучением угловых элементов древнего поля возможно и определение его напряженности. Таким образом, возникли два новых метода исследования магнитного поля — палеомагнитный и археомагнитный (подробнее см. в гл. 8).

Несмотря на сложность реставрации поля по палео- и археомагнитным данным и на известную недостоверность, связанную с подобными определениями, эта информация является практически единственным экспериментальным источником представлений о геомагнитном поле прошлых эпох.

§ 3. Методы представления геомагнитного поля

Каталоги. Первым способом обобщения результатов магнитных съемок были каталоги магнитных определений, содержащие координаты пунктов, время измерений и значения измеренного элемента. В рамках каталога возможно и некоторое обобщение данных. Так, например, «Каталог результатов магнитных определений на земном шаре, приведенных к равноотстоящим точкам и эпохам 1500 — 1940 гг.», составленный Б. П. Вейнбергом [45], содержит измеренные в разное время и в различных местах значения элементов, распределенные в определенной пространственной и временной последовательности. Каталоги, собиравшиеся десятилетиями, имеются также в США и в Англии. В последние годы в связи с появлением машинных способов обработки данных проведена работа

по переводу имеющихся каталогов в форму, удобную для чтения на ЭВМ.

Карты. Для того чтобы ясно представить себе картину распределения элементов земного магнетизма по поверхности земного шара, пользуются графическим методом изображения — методом построения карт *изолиний*, т. е. кривых, соединяющих на карте точки с одинаковыми значениями того или иного элемента. Так, кривые, соединяющие точки с одинаковым склонением, называются *изогонами*, кривые одинаковых наклонений носят название *изоклин*, одинаковых горизонтальных или вертикальных составляющих — *изодинам горизонтальной или вертикальной составляющих*. Соответственно линии одинаковых северных и восточных составляющих называются *изодинамами северной или восточной составляющих*. Линии равных изменений поля принято называть *изопорами*. На картах аномального поля линии равных значений называют *изоаномалами*.

Построение таких карт изолиний в значительной степени облегчает задачу исследования земного магнитного поля, а также практическое использование материала магнитных съемок. Эти карты дают ясную картину качественного и количественного характера магнитного поля земного шара в целом и отдельных его районов.

Так как элементы земного магнетизма не остаются постоянными во времени, а непрерывно меняются, то составление магнитных карт приурочивают к какому-нибудь определенному моменту времени. Обычно за начало работы принимается середина какого-либо года, т. е. 1 июля, и этот момент называют *эпохой*. Так, например, если карта составлена для эпохи 1945 г., то следует относить величины элементов к моменту времени: 1 июля 1945 г. 0 ч. 0 мин. В настоящее время магнитные карты составляются обычно для эпох, кратных пяти: 1970, 1975 и т. д.

Магнитные карты строятся как для данной области, так и для целой страны и, наконец, для всего земного шара. В последнем случае они носят название *мировых карт*.

Понятно, что чем меньше масштаб карт, тем меньше точность в построении изолиний и, следовательно, тем меньше соответствие между действительным распределением магнитного поля и изображением на карте. При малых масштабах все местные особенности в распределении поля сглаживаются, и поэтому магнитные карты такого масштаба (а к таким обычно относятся мировые карты и карты отдельных стран) следует рассматривать как картину некоторого среднего распределения элементов земного магнетизма. Какова же погрешность карты, если погрешность оценивать как разность между измеренными значениями и картой? Среднеквадратичное значение этой величины можно получить по формуле

$$\delta = \pm \sqrt{\delta_i^2 + \delta_m^2 + \delta_z^2 + \delta_{sv}^2},$$

где δ_i — среднеквадратичная погрешность исходной информации; δ_m — среднеквадратичная погрешность нанесения исходной инфор-

мации, зависящая от принятого масштаба; δ_a — среднеквадратичная погрешность вследствие невыявленных экстремумов поля; δ_{sv} — среднеквадратичная погрешность в результате вековой вариации. Мировые магнитные карты обладают ограниченной точностью, ошибки в несколько сотен гамм неизбежны прежде всего из-за невозможности выявления всех особенностей поля; такие карты могут передать только общие черты явления — его главную часть.

Первые магнитные карты европейской части России были составлены астрономом-геодезистом А. Тилло [136] для эпохи 1880 г. Для построения своих карт А. Тилло мог располагать данными наблюдения в 894 пунктах, что составляет в среднем один пункт на каждые 7000 — 8000 км². Понятно, что при такой редкой сети наблюдений карты А. Тилло могли дать лишь весьма общее представление о магнитном поле России. Но тем не менее они имели в то время большое значение для практики и сыграли важную роль в истории развития отечественной науки. В период с 1880 по 1930 г. работа по составлению магнитных карт в России ограничивалась построением карт отдельных районов. Так, Б. Вейнбергом [42] была построена карта изолиний горизонтальной составляющей для северной части Сибири. Им же [43] построены карты трех элементов для Крымского полуострова (эпоха 1900 г.) и Средней Азии (эпоха 1925 г.)

Первые карты всего Советского Союза были построены Институтом земного магнетизма для эпохи 1925 г. Эти карты базировались хотя и на достаточно большом материале, но распределение его было крайне неравномерно. Из десяти тысяч пунктов более чем 2/3 приходилось на территорию европейской части страны, вследствие чего изолинии на картах в азиатской части давали представление о распределении элементов земного магнетизма лишь в первом приближении. В настоящее время благодаря аэромагнитной съемке Советский Союз располагает материалами большего объема, чем в 1925 г., и поэтому карты, составляемые в последние годы, отражают распределение магнитного поля на поверхности СССР, довольно близкое к действительному.

Общее представление о распределении элементов земного магнетизма на поверхности земного шара дают мировые магнитные карты, приведенные на рис. 8. Рассматривая их, можно видеть, что изолинии представляют собой систему кривых, имеющих некоторую закономерность в своем ходе. Так, например, изогоны, выходя из одной точки земного шара, сходятся в другой, почти противоположной. Исключением является лишь область восточной части азиатского материка, где изогоны имеют замкнутый вид. На мировых магнитных картах склонения можно выделить еще одну характерную линию — линию нулевых значений склонения, называемую *огонической*. Если же изогоны построить в районах географических полюсов (рис. 9), то можно видеть, что они сходятся не в двух, а в четырех точках, расположенных в северном и южном полушариях. Две из них являются географическими полюсами,

а две, находящиеся вблизи географических, носят название *магнитных полюсов*. Ближайший к северному географическому полюсу называется *северным магнитным полюсом*, а ближайший к южному — *южным магнитным полюсом*.

Магнитные полюса обладают той особенностью, что горизонтальная составляющая на них равна нулю, а наклонение составляет 90° . Вследствие этого магнитная стрелка, свободно вращающаяся в горизонтальной плоскости, может устанавливаться в любом направлении, и поэтому понятие о магнитном меридиане на магнитном полюсе теряет смысл.

Причиной схождения изогон на географических и магнитных полюсах является то обстоятельство, что склонение в этих точках становится неопределенным, а вокруг них может принимать значения от 0 до 360° . Действительно, так как склонение представляет собой угол между географическим и магнитным меридианами, а географический отсутствует, то и склонение становится неопределенным. То же происходит и на магнитном полюсе, где имеется географический меридиан, но отсутствует магнитный, поэтому понятие о склонении теряет смысл. Вокруг географического полюса географические меридианы меняют направление от 0 до 360° , тогда как магнитный сохраняет одно и то же направление. Вследствие этого и склонение меняется в пределах от 0 до 360° . То же самое происходит и вокруг магнитного полюса, где постоянное направление характерно для географического меридиана, а переменное — для магнитного. Далее, горизонтальная составляющая при переходе от северного магнитного полюса к южному сначала возрастает от нуля до некоторой максимальной величины, а затем снова убывает до нуля. При этом, как можно видеть из карт изолиний, максимальная величина на различных меридианах различна. Наибольшая величина приходится на область Зондских островов, где горизонтальная составляющая достигает 0,4 Э.

Наиболее плавный и закономерный ход показывают изоклины, которые представляют собой ряд параллельных кривых, вытянутых в широтном направлении. Нулевая изоклина огибает земной шар и проходит вблизи экватора. По обе стороны от нее наклонение при переходе к магнитным полюсам возрастает от 0 до 90° . Нулевая изоклина носит название *магнитного экватора*. Изолинии вертикальной составляющей Z имеют ход, аналогичный ходу наклонения. Вблизи магнитных полюсов вертикальная составляющая имеет максимальное значение — около 0,6 Э, а на магнитном экваторе величина ее делается равной нулю. По обе стороны от магнитного экватора вертикальная составляющая возрастает по направлению к полюсам, меняя при этом знак: в северном полушарии Z положительна, в южном — отрицательна.

Как показывают наблюдения, положение магнитных полюсов, точно так же как и положение изолиний, не является постоянным, а непрерывно меняется, что можно видеть из табл. 1, в которой приведены координаты обоих полюсов, вычисленные для разных эпох на основании результатов наблюдений.

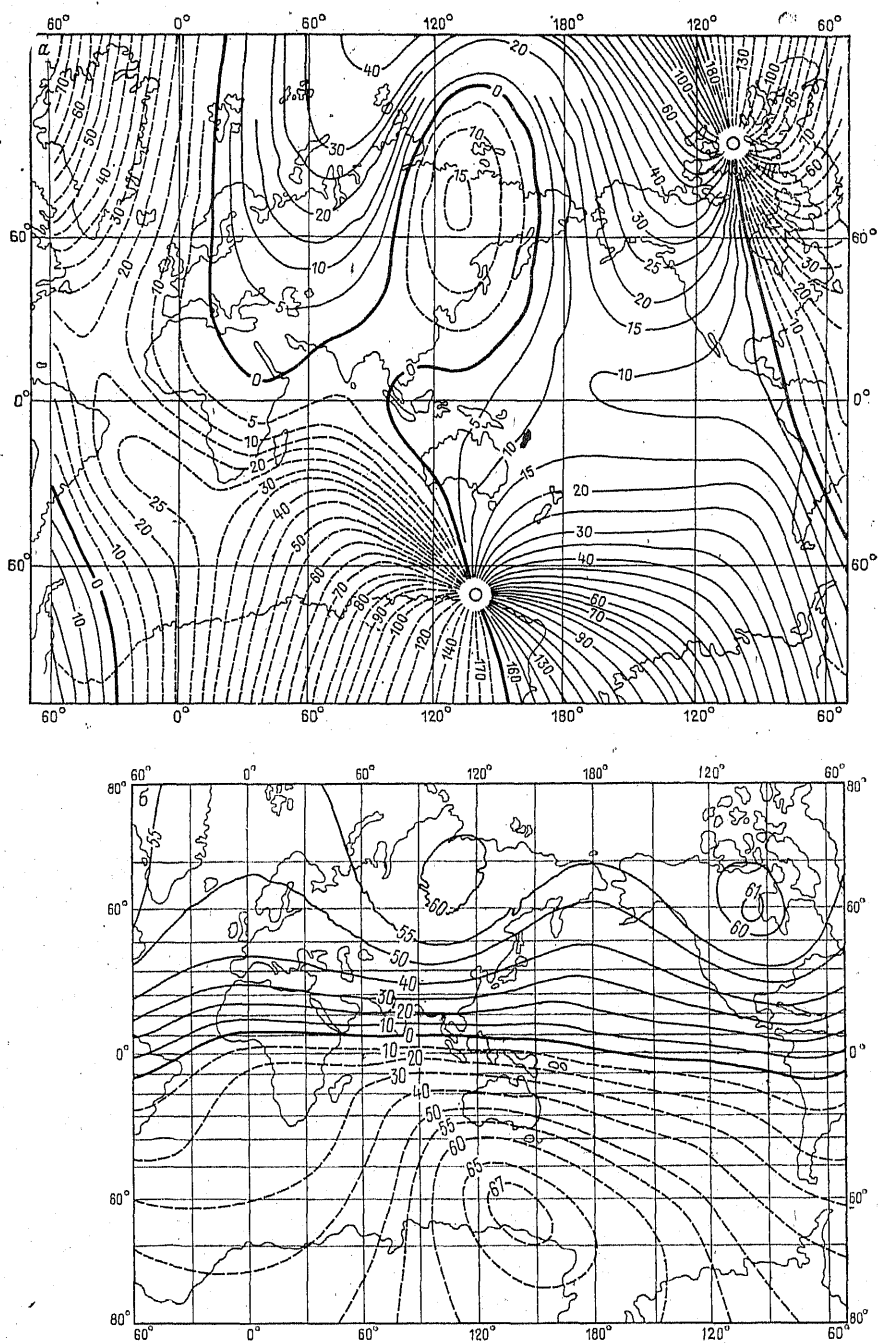
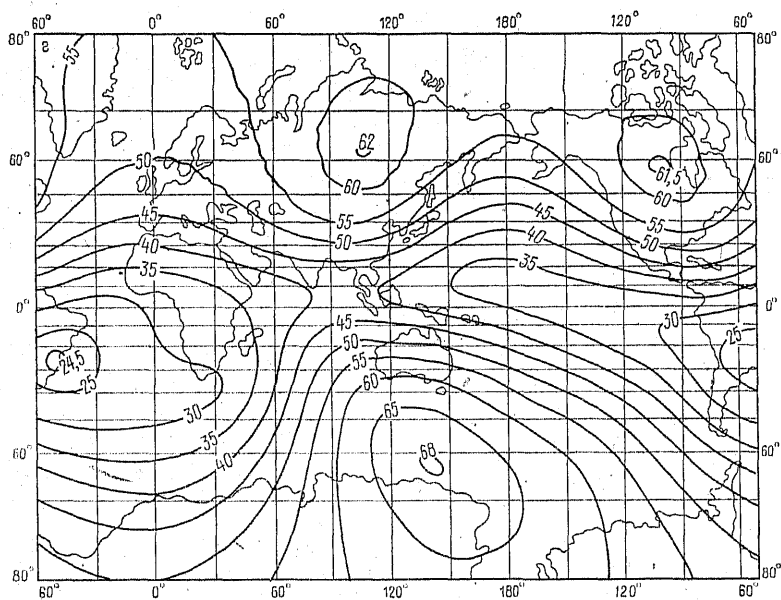
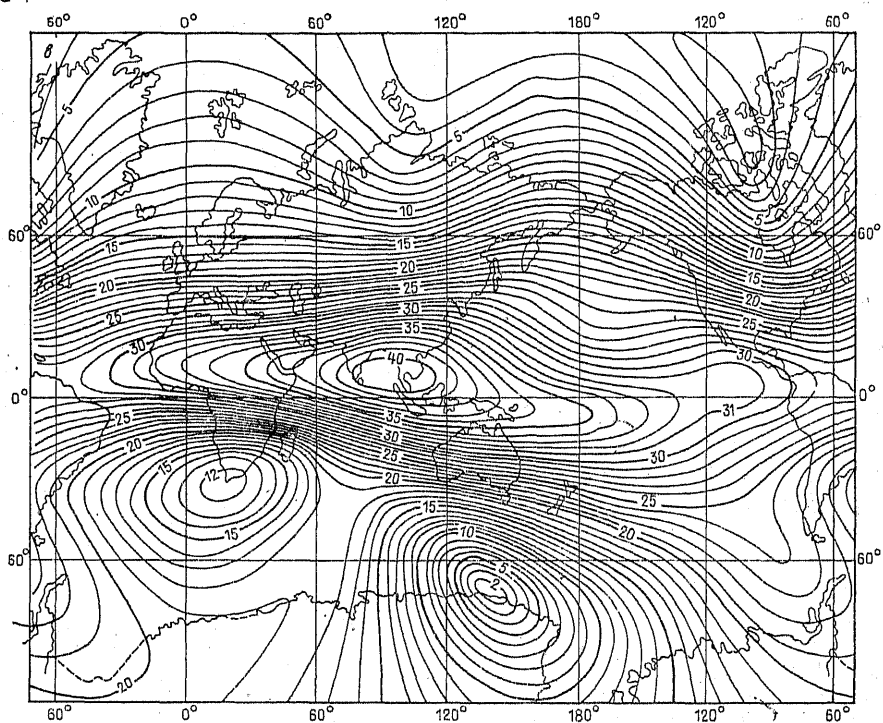


Рис. 8. Для эпохи 1975 г. изогоны (а), изодинамы вертикальной (б),
Цифры у кривых на рис. а — D° ; на рис. б — $Z \cdot 10^3 \gamma$;



горизонтальной (е) составляющих и модуля полного вектора (z).
на рис. в — $H \cdot 10^3 \gamma$; на рис. г — $T \cdot 10^3 \gamma$.

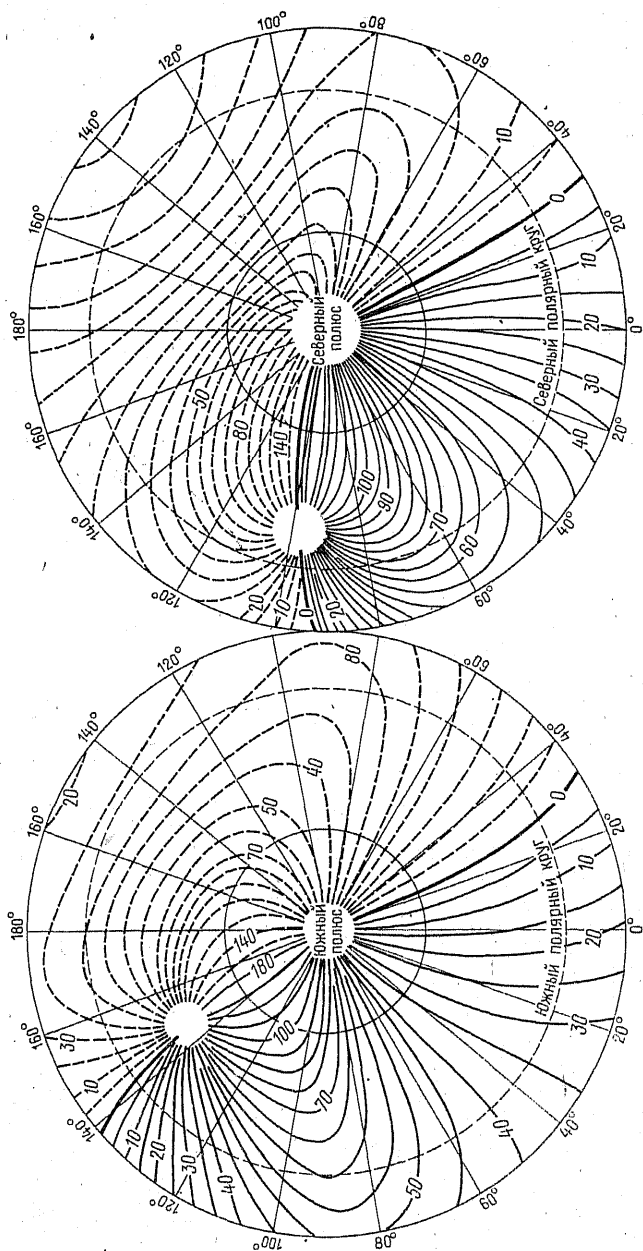


Рис. 9. Изогоны в районах географических полюсов.
 Сплошные кривые — положительные значения склонения, пунктирные — отрицательные, жирные --- нулевые.

ТАБЛИЦА 1

Географические координаты магнитных полюсов Земли

Эпоха	Северный полюс		Южный полюс	
	Широта	Долгота	Широта	Долгота
1600	78°42'	59°00'	81°16'	169°30'
1700	75 51	68 48	77 12	155 15
1770	66	104	—	—
1829	73 21	93 56	72 40	150 45
1885	69 57	82 45	73 45	153
1900	69 18	96 37	—	—
1922	71	96	72 25	154
1950	72	96	70	150
1970	75	101	66 20	140

Северный магнитный полюс был открыт капитаном Дж. Россом, который, наблюдая в июле 1831 г. на широте 70°5'17" и долготе 96°45'48" магнитное наклонение, обнаружил, что стрелка инклинометра устанавливается в этом пункте под углом 90° к горизонту. Однако ввиду несовершенства инструментов того времени положение магнитного полюса, открытого Дж. Россом, должно рассматриваться как первое приближение. В действительности магнитный по-

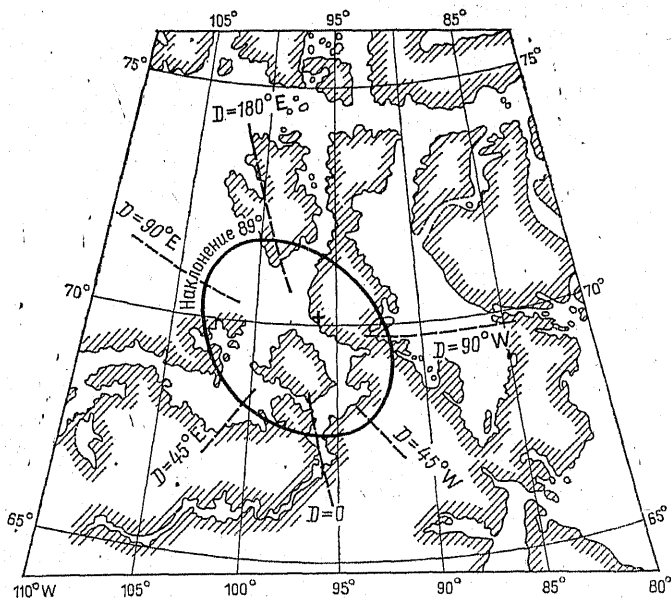


Рис. 10. Положение северного магнитного полюса.

люс представляет собой некоторую область (на основании экспериментальных результатов), где наклонение имеет значение 90° в пределах возможных ошибок наблюдения, так как вблизи магнитных полюсов наклонение при переходе от точки к точке меняется очень медленно.

На рис. 10 представлена карта, на которой замкнутой линией показано возможное положение северного магнитного полюса для эпохи 1836 г. и там же крестиком показано местопребывание Дж. Росса в 1831 г. В непосредственной близости к магнитному полюсу зимовал Р. Амундсен в 1904 г., выполнивший большую серию магнитных наблюдений.

Местоположение южного магнитного полюса было определено К. Гауссом. Дж. Росс в 1841 г. был на расстоянии 500 миль от этой точки, измерив наклонение, равное 89° . Участники экспедиции Э. Шеклтона достигли в 1909 г. южного магнитного полюса, найдя его в точке с координатами $72^\circ 25'$ южной широты и $155^\circ 16'$ западной долготы. Следующее посещение полюса было осуществлено в 1952 г. французской полярной экспедицией. После организации в 1957—1958 гг. (во время Международного геофизического года) целого ряда станций и обсерваторий в Антарктиде наблюдения на южном магнитном полюсе проводились неоднократно. Начиная с 1959 г. вблизи южного магнитного полюса ($j = -89^\circ 38'$) работает французская обсерватория Дюмон-Д'Юрвиль.

Помимо карт изолиний иногда строят карты меридианов, представляющих собой совокупность линий, которые проходят в каждой точке земного шара через магнитную ось свободно подвешенной стрелки. Таким образом, углы, составленные этими линиями и географическим меридианом, являются склонениями в том или ином месте. В каждом полушарии магнитные меридианы сходятся в магнитном полюсе.

Если же обратиться к магнитным картам, построенным для отдельных областей или стран, то можно заметить, что закономерность в ходе изолиний, наблюдаемая на мировых картах, резко нарушается. Это указывает на то, что магнитное поле на поверхности Земли распределяется неправильно и является весьма сложной функцией координат точек поверхности, что обусловлено неоднородностью строения оболочки земного шара, в особенности неоднородностью строения земной коры, которая обладает различными магнитными свойствами в разных местах, т. е. намагничена по-разному.

Однако для решения целого ряда задач в исследованиях земного магнетизма форма представления пространственной структуры поля в виде карт оказывается неудобной, например они неприемлемы для изучения поля в трехмерном пространстве. Иные методы обработки требуются также при обобщении данных по ступниковым измерениям, когда приходится учитывать разновысотность отдельных участков траекторий станций и отдельных их витков. В этих случаях более удобным является аналитическое представление магнитного поля Земли.

АНАЛИТИЧЕСКОЕ ПРЕДСТАВЛЕНИЕ МАГНИТНОГО ПОЛЯ ЗЕМЛИ

§ 1. Представление магнитного поля с помощью сферических гармонических функций

Магнитное поле Земли как поле однородно намагниченной сферы. Одной из первых задач при изучении магнитного поля Земли является представление его в виде аналитической зависимости компонент напряженности от пространственных координат точек земной поверхности или околоземного пространства. Такое представление возможно, когда известны причины, вызывающие магнитное поле, или, как было показано в § 3 гл. 1, если известно из наблюдений распределение элементов земного магнетизма на поверхности Земли. Зная же функциональную зависимость элементов земного магнетизма от координат точки, можно решать целый ряд задач научного и практического характера. Первой попыткой такого представления была работа профессора Казанского университета И. Симонова, появившаяся в 1835 г. [130]. В этой работе И. Симонов, основываясь на результатах наблюдений того времени, высказал предположение, что магнитное поле Земли является полем однородно намагниченного шара, магнитная ось которого проходит через центр земного шара. Таким образом, решение поставленной задачи заключалось в нахождении поля однородно намагниченного шара как функции координат, что и было сделано И. Симоновым.

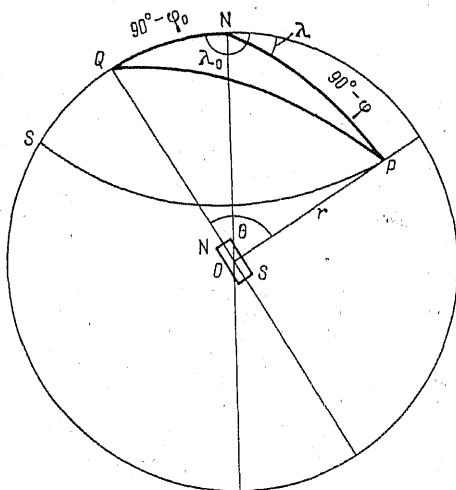


Рис. 11. К выводу потенциала
намагниченного тела.

Несмотря на свою давность, работа И. Симонова не утратила своего значения и в настоящее время, так как большая часть магнитного поля Земли (как показал ряд других ученых) является полем однородно намагниченного шара, и поэтому при рассмотрении многих вопросов мы до сих пор принимаем земной шар намагниченным однородно.

В § 3 гл. 1 было показано, что потенциал однородно намагниченного шара в точке P выражается уравнением $U = (M/r^2) \cos \theta$, где θ — угол между осью магнита OQ и направлением радиуса вектора $OP = r$ (рис. 11); при этом ось вращения Земли ON составляет с магнитной осью OQ угол $90 - \varphi_0$. Соединяя точки P , Q и N дугами больших кругов, из сферического треугольника PQN можем найти $\cos \theta = \sin \varphi \sin \varphi_0 + \cos \varphi \cos \varphi_0 \cos (\lambda - \lambda_0)$, где φ и λ — широта и долгота точки P , а φ_0 и λ_0 — широта и долгота точки Q , и, следовательно, $U = (M/r^2) [\sin \varphi \sin \varphi_0 + \cos \varphi \cos \varphi_0 \cos (\lambda - \lambda_0)]$. Магнитный момент M можно выразить через объем и намагниченность J по формуле $M = (4/3)\pi R^3 J$, где R — радиус шара. Введем следующие обозначения:

$$\begin{aligned} g_1^0 &= (4/3)\pi J \sin \varphi_0 = (M/R^3) \sin \varphi_0, \\ g_1^1 &= (4/3)\pi J \cos \varphi_0 \cos \lambda_0 = (M/R^3) \cos \varphi_0 \cos \lambda_0, \\ h_1^1 &= (4/3)\pi J \cos \varphi_0 \sin \lambda_0 = (M/R^3) \cos \varphi_0 \sin \lambda_0, \end{aligned} \quad (81)$$

тогда

$$U = (R^3/r^2) [g_1^0 \sin \varphi + (g_1^1 \cos \lambda + h_1^1 \sin \lambda) \cos \varphi]. \quad (82)$$

Так как дуга NP большого круга является меридианом точки P , то составляющая в направлении PN будет не что иное, как северная составляющая X , а составляющая в направлении дуги SP малого круга — восточная составляющая Y и, наконец, составляющая в направлении радиус-вектора r — вертикальная составляющая Z . Поэтому

$$X = -\frac{1}{r} \cdot \frac{\partial U}{\partial \varphi}; \quad Y = -\frac{1}{r \cos \varphi} \cdot \frac{\partial U}{\partial \lambda}; \quad Z = -\frac{\partial U}{\partial r}. \quad (83)$$

Дифференцируя выражение (82) по φ , λ и r и полагая $r = R_E$ (так как точка P лежит на поверхности Земли), получаем для составляющих магнитного поля следующие значения:

$$\begin{aligned} X &= -g_1^0 \cos \varphi + (g_1^1 \cos \lambda + h_1^1 \sin \lambda) \sin \varphi, \\ Y &= g_1^1 \sin \lambda - h_1^1 \cos \lambda, \\ Z &= 2[g_1^0 \sin \varphi + (g_1^1 \cos \lambda + h_1^1 \sin \lambda) \cos \varphi], \end{aligned} \quad (84)$$

где g_1^0 , g_1^1 и h_1^1 — некоторые постоянные коэффициенты, не зависящие от положения точки P на поверхности Земли, φ_0 и λ_0 представляют координаты точки пересечения магнитной оси с поверхностью земного шара. Если за начальный меридиан при-

нять меридиан, проходящий через эту точку, то $\lambda_0=0$ и на основании формулы (81) $h_1^1=0$, поэтому составляющие земного поля выразятся следующим образом:

$$X = -g_1^0 \cos \varphi + g_1^1 \cos \lambda \sin \varphi,$$

$$Y = g_1^1 \sin \lambda,$$

$$Z = 2[g_1^0 \sin \varphi + g_1^1 \cos \lambda \cos \varphi].$$

Если же ось координат совместить с магнитной осью, то X , Y и Z примут вид

$$X = -g_1^0 \cos \varphi_m, \quad Y = 0, \quad Z = 2g_1^0 \sin \varphi_m \quad (85)$$

или

$$X = H = (M/R^3) \cos \varphi_m, \quad Z = (2M/R^3) \sin \varphi_m. \quad (86)$$

Для магнитного экватора, где $\varphi_m=0$, $Z=0$, $H=H_T=M/R^3$. Для магнитных полюсов, где $\varphi=\pm 90^\circ$,

$$H = 0, \quad Z = H_T = \pm 2M/R^3. \quad (87)$$

Отношение Z/H представляет собой тангенс угла наклона j , поэтому, разделив уравнения (86) одно на другое, получим

$$\operatorname{tg} j = 2 \operatorname{tg} \varphi_m, \quad (88)$$

т. е. тангенс угла наклона в два раза больше тангенса магнитной широты.

Хотя расхождения значений элементов земного магнетизма, вычисленных по этим формулам, с действительными для некоторых точек оказываются очень значительными, однако в целом совпадение таково, что можно считать гипотезу однородного намагничивания Земли справедливой в первом приближении. Так, например, величина полной напряженности поля на магнитном экваторе примерно в два раза меньше, чем на магнитном полюсе (на полюсе $H_T=0,65$ Э, на экваторе $H_T=0,35$ Э). Поскольку же поле однородно намагниченной сферы тождественно полю диполя, расположенного в ее центре, то магнитное поле Земли в первом приближении можно принять за поле диполя.

Представление геомагнитного потенциала и его производных в виде ряда (теория Гаусса). Следующим крупным шагом в аналитическом представлении земного магнитного поля явилась теория, предложенная К. Гауссом в 1838 г. [55]. Эта теория имела целью представить магнитное поле Земли как функцию координат данной точки, оставляя совершенно в стороне физические причины возникновения этого поля. Таким образом, по существу не давая никакого объяснения происхождению магнитного поля земного шара, она давала возможность решать ряд задач о структуре

магнитного поля Земли. Особое значение теория Гаусса приобрела в настоящее время в связи с освоением околоземного пространства, в частности с измерениями компонент магнитного поля в космосе.

Основанием теории Гаусса является предположение о том, что магнитное поле Земли вызывается источниками, которые находятся внутри земного шара и поэтому имеют потенциальный характер, т. е. $H = -\nabla U$. Считая, что земной шар обладает намагниченностью J , которая в любой точке земного шара имеет произвольную величину и направление, магнитный потенциал U , как мы видели, можно представить как объемный и в соответствии с выводами § 3 гл. 1 можно выразить в виде ряда (66), где первый член равен нулю. Действительно, при $n=0$ получаем $U = (1/r) \iiint dm$ — выражение, представляющее собой сумму всех магнитных масс, которая в каждом теле равна нулю. Поэтому ряд (66) примет вид

$$U = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{r^{n+1}} \sum_{m=0}^n [a_n^m \cos m\lambda + b_n^m \sin m\lambda] P_n^m(\cos \theta).$$

В этом выражении значения символов те же самые, что и в уравнении (71), и начало координат отнесено к центру шара, а R заменено символом r . Введем обозначения:

$$a_n^m = R_E^{n+2} g_n^m; \quad b_n^m = R_E^{n+2} h_n^m. \quad (89)$$

Тогда, очевидно,

$$U = R_E \sum_{n=1}^{\infty} \left(\frac{R_E}{r} \right)^{n+1} \sum_{m=0}^n (g_n^m \cos m\lambda + h_n^m \sin m\lambda) P_n^m(\cos \theta). \quad (90)$$

Для точек, находящихся на поверхности шара, $r = R_E$, и поэтому

$$U = R_E \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=0}^n (g_n^m \cos m\lambda + h_n^m \sin m\lambda) P_n^m(\cos \theta), \quad (91)$$

т. е. магнитный потенциал, создаваемый на поверхности шара магнитными массами, расположенными внутри него, выражается в виде двойной суммы с бесконечным числом слагаемых, причем каждое слагаемое представляет собой функцию

$$P_n^m(\cos \theta) \begin{matrix} \cos m\lambda \\ \sin m\lambda \end{matrix}$$

от θ и λ с постоянными коэффициентами g_n^m и h_n^m .

Этот ряд носит название *сферического гармонического ряда*.

Составляющие напряженности поля по осям координат x , y и z находятся дифференцированием выражения (90) по соответствующей координате:

$$Z = - \frac{\partial U}{\partial r} = \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=0}^n (n+1) (g_n^m \cos m\lambda + h_n^m \sin m\lambda) \left(\frac{R_E}{r} \right)^{n+2} P_n^m(\cos \theta),$$

$$X = - \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial U}{\partial \theta} = - \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=0}^n (g_n^m \cos m\lambda + h_n^m \sin m\lambda) \left(\frac{R_E}{r} \right)^{n+2} \frac{dP_n^m(\cos \theta)}{d\theta}, \quad (92)$$

$$Y = - \frac{1}{r \sin \theta} \cdot \frac{\partial U}{\partial \lambda} = \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=0}^n m (g_n^m \sin m\lambda - h_n^m \cos m\lambda) \left(\frac{R_E}{r} \right)^{n+2} \frac{P_n^m(\cos \theta)}{\sin \theta}.$$

Этими уравнениями в сущности исчерпывается вся теория Гаусса. Как видно, она позволяет вычислить элементы земного магнетизма для любой точки земной поверхности и вне ее ($r \gg R_E$), если известны постоянные коэффициенты g_n^m и h_n^m . Так как правые части этих уравнений выражены в виде бесконечных рядов, то для практического пользования необходимо ограничиться конечным числом членов. Если ограничиться разложением до членов порядка n , то количество постоянных коэффициентов g и h выразится числом $N = n(n+2)$, что легко получить из выражений (92), если принять во внимание, что m не может быть больше n и что при $m=0$ все члены с коэффициентами h равны нулю. Поэтому для вычисления коэффициентов g_n^m , h_n^m нужно иметь не менее N уравнений и, следовательно, располагать наблюдениями одной компоненты не менее чем в N точках или данными о трех компонентах по наблюдениям не менее чем в $N/3$ точках. Таким образом, практически длина сферического гармонического ряда определяется не только сходимостью ряда, но и наличием экспериментального материала. При этом надо иметь в виду, что случайные влияния местных аномалий или погрешности измерений могут значительно исказить результат. Поэтому для большей достоверности необходимо брать большее число точек и соответственно этому решать больше чем N уравнений при том же числе неизвестных. К.-Ф. Гаусс, ограничиваясь членами четвертого порядка ($n=4$), определил 24 коэффициента по наблюдениям в 12 точках, т. е. решил 36 уравнений с 24 неизвестными. Решение таких уравнений производится способом наименьших квадратов.

Разложение магнитного потенциала в ряд сферических функций получило название *сферического гармонического анализа* по аналогии с операцией разложения функций в ряд Фурье, называемой *гармоническим анализом*.

После К. Гаусса определения коэффициентов ряда были сделаны многими учеными по мере накопления материалов наблюдений элементов земного магнетизма. В особенности увеличилось число сферических анализов в 60-х и 70-х годах нашего века. Это объясняется тем, что в 1958 г. была произведена первая магнитная съемка с искусственного спутника Земли; за ней последовали съемки со спутников «Космос-26, 49, 321» и спутников серии ОГО (подробнее о магнитных съемках со спутников см. гл. 2). Поскольку магнитные измерения со спутников выполняются на разных высотах, то картографическое представление их невозможно, и единственным практически осуществимым методом обработки и обобщения данных является аналитическое представление поля в зависимости от трех пространственных координат. К этому надо добавить, что сведения о магнитном поле в околоземном пространстве необходимы для изучения захваченной радиации, проникновения высокоэнергичных частиц в атмосферу Земли и многих других магнитосферных процессов, а также для решения ряда практических задач, например астронавигации, безопасности космических пилотируемых полетов и т. д. Вместе с тем представление геомагнитного поля сферическим гармоническим рядом является наиболее удобным способом экстраполяции поля, известного на поверхности Земли или вблизи ее, на большие высоты.

Осуществление этих анализов с большим числом гармонических членов и по большему объему экспериментальных данных стало возможным благодаря широкому внедрению машинной вычислительной техники. Сведения о важнейших сферических гармонических анализах, выполненных для эпох 1829—1970 гг., приведены в табл. 2.

Разделение геомагнитного поля на «внутреннее», «внешнее» и «вихревое». Теория Гаусса позволила провести формальное разделение магнитного поля Земли на поля, вызываемые источниками, находящимися внутри земного шара, на поверхности и вне его. К. Гаусс в своем анализе ограничился рассмотрением только внутренних причин; определение потенциала от внешних источников было произведено много лет спустя (в 1885 г.) А. Шмидтом [287].

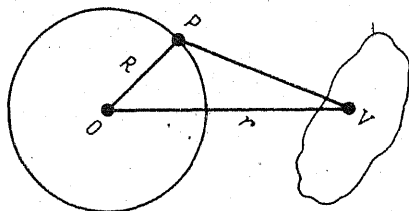


Рис. 12. К выводу поля, вызываемого внешними источниками.

ТАБЛИЦА 2

Коэффициенты ряда Гаусса для разных эпох

Эпоха	g_1^0 , γ	g_1^1 , γ	g_1^2 , γ	g_2^0 , γ	g_2^1 , γ	g_2^2 , γ	h_2^1 , γ	h_2^2 , γ	$M \cdot 10^{-25}$, эл.-маг. ед.	θ_0 , град	λ_0 , град	Библиогра- фический источник
1829	-32010	-2840		-80	2570	-140	-40	1460	8,454	11,7	-64,7°	[198]
1835	-32350	-3110		510	2920	-20	-120	1570	8,558	12,2	-63,5°	[55]
1845	-32190	-2780		90	2840	40	-100	1350	8,488	11,3	-64,3°	[151]
1880*	-31680	-2430		490	2970	-60	-750	1490	8,363	11,6	-68,1°	[151]
1880	-31570	-2480		530	2880	650	-750	1460	8,336	11,7	-67,6°	[269]
1885	-31640	-2410		350	2860	680	-750	1420	8,347	11,4	-67,8°	[205]
1885	-31740	-2360		500	2780	650	-710	1490	8,375	11,5	-68,5°	[287]
1922	-30950	-2260		887	2991	1443	-1241	843	8,165	11,4	-68,8°	[196]
1942.5**	-30390	-2180		1170	2940	1560	-1500	510	8,009	11,1	-68,5°	[227]
1905	-31423	-2270		773	2952	1107	-1051	1156	8,291	11,4	-70,0°	[194]
1915	-31176	-2176		842	2940	1345	-1144	986	8,225	11,4	-69,9°	[194]
1925	-30892	-2166		946	2946	1510	-1284	814	8,149	11,4	-70,0°	[194]
1935	-30662	-2129		5792	2959	1608	-1460	676	8,088	11,4	-69,9°	[194]
1945*	-30570	-2116		5805	2960	1632	-1658	535	8,065	11,4	-70,0°	[301]
1945	-30320	-2290		5900	2880	1500	-1460	480	8,010	11,8	-68,8°	[9]
1945	-30668	-2160		5770	2959,6	1547	-1673	581	8,090	11,4	-69,5°	[195]
1955***	-30550	-2270		5900	3030	1580	-1900	240	8,067	11,7	-69,0°	[199]
1958.5**	-30450	-2220		5840	2950	1490	-1940	210	8,038	11,6	-69,2°	[261]
1959	-30674	-1923		5762	3440	1240	-1977	671	8,086	11,2	-71,5°	[155]
1960*	-30509	-2181		5841	2971	1673	-1988	198	8,053	11,6	-69,5°	[203]
1960	-30460	-2140		5800	2990	1640	-1940	270	8,037	11,5	-69,7°	[135]
1960	-30411	-2147		5799	2959	1545	-1912	812	8,025	11,5	-69,7°	[225]
1965*	-30375	-2087		5769	2954	1579	-1995	116	8,013	11,4	-70,1°	[240]
1965	-30388	-2117		5760	2983	1583	-2004	125	8,017	11,4	-69,8°	[248]
1970	-30204	-2096		5764	3022	1625	-2049	205	7,998	11,5	-70,0°	[46]

* Расхождение в значениях коэффициентов для одинаковых эпох объясняется неодинаковыми исходными данными.

** Анализ выполнен на 31 декабря 24 ч. 00 мин. 1942 и 1958 гг. соответственно.

*** Начиная с эпохи 1958 г. в таблицу включены только выборочные данные.

1. Поле, вызываемое внешними источниками. Если источники магнитного поля, наблюдаемого на поверхности земного шара, находятся вне шара и сосредоточены в каком-либо объеме V (рис. 12), то магнитный потенциал, вызываемый этими массами, должен, как было показано в § 3 гл. 1, выражаться формулой (73). Введем обозначения:

$$c_n^m = j_n^m R_E^{-(n-1)}, \quad d_n^m = k_n^m R_E^{-(n-1)}.$$

В таком случае выражение (73) примет вид:

$$U = \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{m=0}^n \frac{r^n}{R_E^{n-1}} (j_n^m \cos m\lambda + k_n^m \sin m\lambda) P_n^m(\cos \theta), \quad (93)$$

при этом в формуле (73) радиус-вектор обозначен через r , чтобы отличить его от радиуса земного шара R_E . Составляющие Z_e , X_e и Y_e по осям координат можно представить тогда уравнениями

$$\begin{aligned} Z_e &= -\frac{\partial U}{\partial r} = - \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{m=0}^n [j_n^m \cos m\lambda + \\ &\quad + k_n^m \sin m\lambda] \left(\frac{r}{R_E}\right)^{n-1} n P_n^m(\cos \theta), \\ X_e &= -\frac{1}{r} \cdot \frac{\partial U}{\partial \theta} = - \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{m=0}^n [j_n^m \cos m\lambda + \\ &\quad + k_n^m \sin m\lambda] \left(\frac{r}{R_E}\right)^{n-1} \frac{dP_n^m(\cos \theta)}{d\theta}, \\ Y_e &= -\frac{1}{r \sin \theta} \cdot \frac{\partial U}{\partial \lambda} = \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{m=0}^n (j_n^m \sin m\lambda - \\ &\quad - k_n^m \cos m\lambda) \left(\frac{r}{R_E}\right)^{n-1} \frac{m P_n^m(\cos \theta)}{\sin \theta}. \end{aligned} \quad (94)$$

При этом суммирование по n должно начинаться с $n=0$, так как члены при $n=0$ в отличие от внутренних источников не равны нулю. На поверхности Земли, где $r=R_E$, сомножитель $(r/R_E)^{n-1}$ в уравнениях (94) тождественно равен единице.

2. Поле, вызываемое внутренними и внешними источниками. При наличии внешних источников составляющие напряженности поля X , Y и Z , наблюдаемые на поверхности Земли, будут суммой составляющих, вызываемых магнитными зарядами или токами,

сосредоточенными внутри Земли, и токами, расположенными вне ее, т. е. $X = X_1 + X_e$, $Y = Y_1 + Y_e$, $Z = Z_1 + Z_e$. В таком случае, складывая почленно выражения (92) и (94) и учитывая равенство $R_E = r$, получаем:

$$Z = \sum \sum [(n+1)g_n^m - nj_n^m] \cos m\lambda + [(n+1)h_n^m - nk_n^m] \sin m\lambda \} P_n^m(\cos \theta);$$

$$X = - \sum \sum [(g_n^m + j_n^m) \cos m\lambda + (h_n^m + k_n^m) \sin m\lambda] \frac{dP_n^m(\cos \theta)}{d\theta}; \quad (95)$$

$$Y = \sum \sum [m(g_n^m + j_n^m) \sin m\lambda - m(h_n^m + k_n^m) \cos m\lambda] \frac{P_n^m(\cos \theta)}{\sin \theta}.$$

Вводя обозначения

$$g_n^m + j_n^m = p_n^m, \quad h_n^m + k_n^m = q_n^m, \quad (n+1)g_n^m - nj_n^m = p_n'^m, \\ (n+1)h_n^m - nk_n^m = q_n'^m, \quad (96)$$

можно написать для составляющих X , Y и Z следующие разложения в ряд:

$$X = - \sum \sum (p_n^m \cos m\lambda + q_n^m \sin m\lambda) \frac{dP_n^m(\cos \theta)}{d\theta},$$

$$Y = \sum \sum (p_n^m \sin m\lambda - q_n^m \cos m\lambda) \frac{mP_n^m(\cos \theta)}{\sin \theta}, \quad (97)$$

$$Z = \sum \sum (p_n'^m \cos m\lambda + q_n'^m \sin m\lambda) P_n^m(\cos \theta).$$

Эти формулы и дают возможность определить, какая часть наблюдаемого поля вызывается внешними причинами и какая часть — внутренними. Действительно, вычисляя коэффициенты $p_n'^m$ и $q_n'^m$ из наблюдений вертикальной составляющей Z и p_n^m и q_n^m из наблюдений составляющей X или Y , мы можем на основании уравнений (96) определить коэффициенты g_n^m и h_n^m , соответствующие полю, вызываемому внутренними причинами, и коэффициенты j_n^m и k_n^m , соответствующие внешним причинам.

3. Вихревое поле. Если бы земную поверхность, где производятся наблюдения, пересекали вертикальные электрические токи, то силовые линии создаваемого ими магнитного поля представляли бы собой замкнутые линии, параллельные поверхности Земли, т. е. имели бы вихревой характер. Условием вихревого характера магнитного поля является нахождение рассматриваемой точки внутри пространства, заполненного источниками поля. Примером

вихревого поля служит магнитное поле внутри проводника, по которому протекает ток. Вихревое поле должно, как было показано в § 1 гл. 1, удовлетворять уравнению

$$\operatorname{rot} \mathbf{H} = (4\pi/c)\mathbf{j}. \quad (98)$$

В нашем случае вертикальных (радиальных) токов в сферических координатах r, θ, λ уравнение (98) примет скалярную форму:

$$\frac{\partial(\sin \theta Y)}{r \sin \theta \partial \theta} - \frac{\partial X}{r \sin \theta \partial \lambda} = \frac{4\pi}{c} j_r. \quad (99)$$

Подставим в это уравнение значения X и Y из формул (97) для внутреннего и внешнего поля, приписав в них коэффициентам p_n^m и q_n^m индексы X и Y , чтобы различить, по какой компоненте они определены. В результате будем иметь:

$$\begin{aligned} \frac{4\pi}{c} j_r = \frac{1}{r \sin \theta} \sum \sum m [(p_{nX}^m \sin m\lambda - q_{nX}^m \cos m\lambda) - \\ - (p_{nY}^m \sin m\lambda - q_{nY}^m \cos m\lambda)] \frac{dP_n^m(\cos \theta)}{d\theta}. \end{aligned} \quad (100)$$

Если

$$p_{nX}^m = p_{nY}^m, \quad q_{nX}^m = q_{nY}^m,$$

то найденное выражение равно нулю, что и должно быть при отсутствии вертикальных токов и при потенциальности поля. Но при наличии вихревой части поля

$$p_{nX}^m \neq p_{nY}^m, \quad q_{nX}^m \neq q_{nY}^m.$$

Это дает возможность установить наличие или отсутствие вихревой (беспотенциальной) части в наблюдаемом поле, а при значительной разности в коэффициентах определить ее величину и вычислить плотность создающих ее токов. Если обозначить разность коэффициентов

$$p_{nX}^m - p_{nY}^m = r_n^m; \quad q_{nX}^m - q_{nY}^m = s_n^m, \quad (101)$$

то выражение для j_r примет вид

$$\frac{4\pi}{c} j_r = \frac{1}{r \sin \theta} \sum \sum m (r_n^m \sin m\lambda - s_n^m \cos m\lambda) \frac{dP_n^m(\cos \theta)}{d\theta}, \quad (102)$$

и, зная r_n^m и s_n^m , можно по уравнению (102) найти плотность тока в любой точке земной поверхности.

Физическое значение членов ряда Гаусса. Несмотря на чисто формальный характер сферического гармонического анализа, отдельные члены сферического гармонического ряда могут иметь

определенное физическое значение, как это имеет место и в гармоническом анализе (колебания струны). Наиболее легко интерпретируются первые члены разложения, соответствующие $n=1$.

Действительно, при $n=1$ и $r=R_E$ уравнения (92) принимают вид:

$$\begin{aligned} X &= g_1^0 \sin \theta - (g_1^1 \cos \lambda + h_1^1 \sin \lambda) \cos \theta, \\ Y &= g_1^1 \sin \lambda - h_1^1 \cos \lambda, \end{aligned} \quad (103)$$

$$Z = 2[g_1^0 \cos \theta + (g_1^1 \cos \lambda + h_1^1 \sin \lambda) \sin \theta].$$

Эти выражения тождественны выражениям для составляющих напряженности поля, создаваемого однородно намагниченным шаром (84). При этом на основании уравнений (81) величина магнитного момента шара

$$M = R_E^3 \sqrt{(g_1^0)^2 + (g_1^1)^2 + (h_1^1)^2}, \quad (104)$$

а координаты полюсов φ_0, λ_0 определяются выражениями

$$\operatorname{tg} \lambda_0 = h_1^1 / g_1^1; \operatorname{tg} \varphi_0 = g_1^0 / \sqrt{(g_1^1)^2 + (h_1^1)^2}. \quad (105)$$

Из рис. 13 и уравнений (81) и (89) следует, что выражения

$$\begin{aligned} a_1^0 &= g_1^0 R_E^3 = M \sin \varphi_0, \\ a_1^1 &= g_1^1 R_E^3 = M \cos \varphi_0 \cos \lambda_0, \\ b_1^1 &= h_1^1 R_E^3 = M \cos \varphi_0 \sin \lambda_0 \end{aligned} \quad (106)$$

представляют проекции магнитного момента на прямоугольные оси x, y, z . Так как в действительности Земля не является совер-

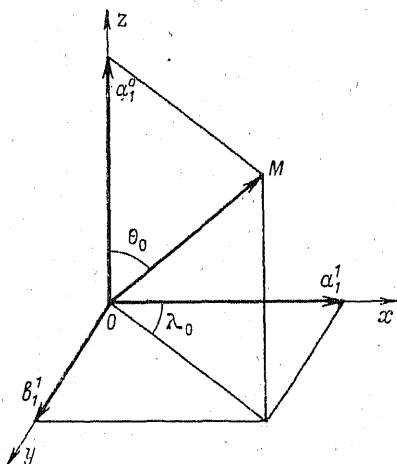


Рис. 13. Составляющие магнитного момента земного шара в полярных координатах.

шенно однородно намагниченным телом, то формулы (104)—(106) остаются справедливыми, но

$$M = (4/3)\pi R_E^3 J_{\text{ср}}, \quad (107)$$

где $J_{\text{ср}}$ — средняя намагниченность. Поэтому на основании уравнений (107) и (106) получим

$$g_1^0 = (4/3)\pi J_{\text{ср}} \cos \theta_0; \quad g_1^1 = (4/3)\pi J_{\text{ср}} \cos \theta_0 \cos \lambda_0; \quad (108)$$

$$h_1^1 = (4/3)\pi J_{\text{ср}} \cos \theta_0 \sin \lambda_0.$$

Таким образом, первый член ряда Гаусса представляет собой потенциал, создаваемый однородно намагниченным шаром, магнитный момент которого равен средней величине момента при неоднородном намагничивании, или же (см. § 3 гл. 1) создаваемый диполем, помещенным в центр Земли.

Интерпретация остальных членов ряда впервые была дана Н. А. Умовым [139], который показал, что каждая из шаровых функций, входящих в ряд Гаусса, представляет магнитный потенциал особого распределения, называемого *мультиполем* и имеющего оси, число которых определяется порядком функций. Каждому мультиполю соответствует свой магнитный момент. Путем сложных математических выводов Н. А. Умов нашел направления осей и величину магнитных моментов для функций второго и третьего порядков по коэффициентам g_n^m и h_n^m , вычисленным Г. Неймайером для эпохи 1885 г. [269]. Члены второго порядка разложения Гаусса соответствуют потенциалу квадруполь, который является совокупностью двух диполей, параллельных друг другу, но противоположно направленных и находящихся на бесконечно малом расстоянии dh_2 друг от друга (dh_1 — расстояние между центрами диполей).

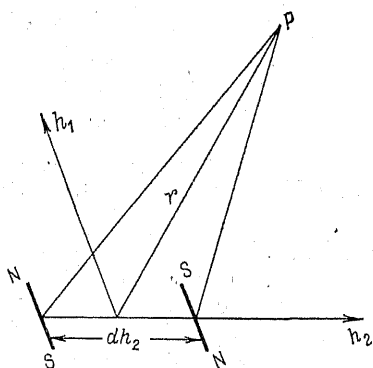


Рис. 14. К выводу потенциала квадруполь.

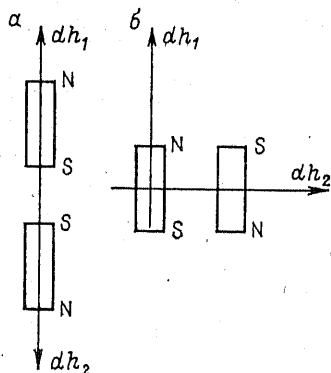


Рис. 15. Представление моментов квадруполь.

Квадруполь имеет две оси, одна из которых совпадает с осью диполя, а вторая — с направлением dh_2 . Магнитный потенциал квадруполя U_2 является разностью потенциалов двух диполей (рис. 14), т. е. $U_2 = U_1 - U_1'$ или, ввиду малости расстояния между диполями,

$$U_2 = (\partial U_1 / \partial h_2) dh_2, \quad U_1 = (M_1 / r^3) \cos \theta_1 - M_1 z / r^3,$$

где z — проекция вектора r на ось диполя, поэтому

$$U_2 = M_1 \left(\frac{1}{r^3} \cdot \frac{\partial z}{\partial h_2} - \frac{3z}{r^4} \cdot \frac{\partial r}{\partial h_2} \right) dh_2.$$

Произведение $2M_1 dh_2$ называется *моментом квадруполя* M_2 , а производные $\partial z / \partial h_2$ и $\partial r / \partial h_2$ представляют косинусы углов между соответствующими направлениями z и r и осью квадруполя. Вследствие этого

$$U_2 = - (M_2 / r^3) [(3/2) \cos \theta_1 \cos \theta_2 - (1/2) \cos \theta_{1,2}], \quad (109)$$

где θ_1 и θ_2 — углы, составляемые осями квадруполя с направлением r , а $\theta_{1,2}$ — углы между осями квадруполя. Выражая $\cos \theta_1$, $\cos \theta_2$, $\cos \theta_{1,2}$ через сферические координаты точки P и векторов \mathbf{h}_1 и \mathbf{h}_2 , можно показать, что (109) действительно тождественно второму гармоническому члену:

$$U_2 = R_E [g_2^0 P_2^0(\cos \varphi) + (g_2^1 \cos \lambda + h_2^1 \sin \lambda) P_2^1(\cos \varphi) + (g_2^2 \cos 2\lambda + h_2^2 \sin 2\lambda) P_2^2(\cos \varphi)], \quad (110)$$

коэффициенты которого являются функциями M_2 и углов, определяющих направление осей квадруполя (φ_1 , λ_1 , φ_2 , λ_2). Н. А. Умов предложил метод определения M_2 , φ_1 , λ_1 , φ_2 , λ_2 по известным значениям $g_2^0 \dots h_2^2$.

Интересно отметить, что три члена в выражении (110) потенциала U_2 соответствуют различным положениям осей квадруполя. Первый член соответствует потенциалу квадруполя, у которого ось имеет одинаковое направление с dh_1 (а), т. е. два диполя смещены друг относительно друга вдоль их оси (рис. 15). Второй член соответствует квадруполю, у которого ось dh_2 перпендикулярна к оси dh_1 (б). Третий член является потенциалом квадруполя, у которого оси перпендикулярны друг другу и лежат в экваториальной плоскости.

Совокупность дипольного и квадрупольного членов имеет еще следующую геометрическую интерпретацию. А. Шмидт [288] обратил внимание на асимметрию в распределении магнитного поля между западным и восточным, северным и южным полушариями и предположил, что распределение магнитного поля в целом по земному шару аппроксимируется диполем, сдвинутым относитель-

но геометрического центра Земли, лучше, чем центральным диполем. А. Шмидт сделал три допущения: 1) эксцентричный диполь расположен параллельно центральному диполю; 2) его магнитный момент равен моменту центрального диполя; 3) смещение диполя из центра уменьшает вклад второй гармоники в общее магнитное поле. При этих допущениях А. Шмидтом получено выражение координат эксцентричного диполя r_M , φ_M , λ_M через коэффициенты g_n^m , h_n^m двух первых гармоник:

$$r_M = R_E \delta, \quad \varphi_M = \arctg [\xi / \sqrt{\eta^2 + \xi^2}], \quad \lambda_M = \arctg \xi / \eta,$$

$$\text{где } \xi = (L_0 - g_1^1 D) / (3m^2); \quad \eta = (L_1 - g_1^1 D) / (3m^2);$$

$$\zeta = (L_2 - h_1^1 D) / (3m^2); \quad \delta^2 = (L_0^2 + L_1^2 + L_2^2 - 7m^2 D^2) / (9m^4);$$

$$m^2 = (g_1^0)^2 + (g_1^1)^2 + (h_1^1)^2; \quad L_0 = 2g_1^0 g_2^0 + \sqrt{3} (g_1^1 g_2^1 + h_1^1 h_2^1); \quad (111)$$

$$L_1 = -g_1^1 g_2^0 + \sqrt{3} (g_1^0 g_2^1 + g_1^1 g_2^2 + h_1^1 h_2^2);$$

$$L_2 = -h_1^1 g_2^0 + \sqrt{3} (g_1^0 h_2^1 - h_1^1 g_2^2 + g_1^1 h_2^2);$$

$$D = (L_0 g_1^0 + L_1 g_1^1 + L_2 h_1^1) / (4m^2).$$

Местоположение эксцентричного диполя А. Шмидт назвал *магнитным центром Земли*. Вычисление распределения по поверхности земного шара магнитного поля эксцентричного диполя довольно трудоемко [159]. Однако если смещение эксцентричного диполя относительно центра не велико, то можно принять, что с небольшими погрешностями это поле определяется двумя первыми гармониками.

Таким образом, «геометрическая» интерпретация, т. е. уподобление каждого члена разложения или их совокупности некоторому геометрическому образу, может быть проведена полностью, физическое же объяснение таких образов представляется затруднительным.

§ 2. Современные сферические гармонические и модульные анализы

Как уже отмечалось в § 1 этой главы, за последние годы возросло значение сферических гармонических анализов постоянного поля для различных геофизических и космических исследований и практических задач и увеличилось число анализов. Так, для эпохи 1965 г. известно не менее 10 анализов. В связи с этим целесообразно остановиться на характеристике современных анализов несколько подробнее.

Сферические гармонические анализы. Современные сферические гармонические анализы основываются обычно на большом

ТАБЛИЦА 3

Коэффициенты ряда Гаусса для $n=23$

n	m	g_n^m, γ	h_n^m, γ	n	m	g_n^m, γ	h_n^m, γ	n	m	g_n^m, γ	h_n^m, γ
1	0	-30356	0	8	0	11	0	12	5	0	-1
	1	-2148	5749		1	-9	0		6	-4	1
2	0	-1642	0	9	2	-1	-14	13	7	-1	2
	1	2988	-1973		3	-12	-1		8	-3	-6
3	2	1590	154	10	4	-10	-18		9	3	-1
	0	1292	0		5	1	8		10	-2	1
4	1	-2035	-411	11	6	-10	18		11	-1	-1
	2	1297	227		7	8	3	12	0	-8	0
5	3	862	-143	12	8	-2	-21		1	4	-2
	0	959	0		0	23	0	13	2	2	4
6	1	814	163	13	1	7	-10		3	3	4
	2	507	-276	14	2	-1	19		4	-1	3
7	3	-377	11	15	3	-11	1		5	2	2
	4	265	-265	16	4	15	-1		6	1	4
8	0	-225	0	17	5	6	-3		7	-5	1
	1	373	5	18	6	2	6		8	1	-1
9	2	233	111	19	7	-2	10		9	-1	1
	3	-37	-108	20	8	-1	2		10	2	-2
10	4	-151	-100	21	9	-1	2		11	-2	3
	5	-61	81	22	0	-13	0		12	1	2
11	0	57	0	23	1	-7	-1		0	-3	0
	1	60	-14	24	2	-2	-3	25	1	2	-1
12	2	15	108	25	3	-3	8		2	-1	-5
	3	-239	55	26	4	-6	4		3	-4	0
13	4	5	-31	27	5	3	-2		4	5	-5
	5	2	-1	28	6	8	-5		5	4	-1
14	6	-96	-11	29	7	0	-2		6	-3	-4
	0	67	0	30	8	1	-2		7	1	-3
15	1	-47	-54	31	9	1	-2		8	3	-3
	2	-8	-20	32	10	1	-3		9	2	2
16	3	10	-8	33	0	7	0		10	-2	-1
	4	-17	8	34	1	-3	2		11	0	-2
17	5	-10	24	35	2	4	2		12	-2	-2
	6	14	-18	36	3	4	-11		13	0	-3
18	7	6	-16	37	4	-2	1				

Продолжение табл. 3

n	m	g_n^m, γ	h_n^m, γ	n	m	g_n^m, γ	h_n^m, γ	n	m	g_n^m, γ	h_n^m, γ
14	0	6	0	17	4	1	0	19	4	-2	1
	1	1	1		5	0	0		5	-1	3
	2	0	5		6	-2	-3		6	1	2
	3	0	0		7	1	-1		7	-1	-1
	4	0	0		8	-1	0		8	3	1
	5	1	3		9	-1	0		9	3	-1
	6	-4	1		10	2	-2		10	1	0
	7	-6	-1		11	0	0		11	-1	0
	8	1	-2		12	2	1		12	1	-1
	9	1	2		13	0	0		13	1	0
	10	-2	0		14	3	1		14	-1	3
	11	0	-1		15	0	2		15	1	0
	12	0	0		16	-3	2		16	3	0
	13	0	0		0	-3	0		17	1	0
15	14	-2	1		1	2	0		18	2	0
	0	-3		18	2	-3	-4	19	0	-1	0
	1	1	-3		3	1	3		1	1	-3
	2	-3	-1		4	2	2		2	1	3
	3	2	2		5	-3	-1		3	-3	3
	4	0	0		6	2	-2		4	0	1
	5	1	-1		7	1	-1		5	4	1
	6	2	3		8	-4	-1		6	0	0
	7	3	0		9	-4	-1		7	1	-1
	8	4	2		10	-1	-1		8	-1	-2
	9	-1	1		11	1	0		9	-1	-1
	10	3	1		12	0	1		10	2	1
	11	-2	0		13	-1	0		11	-3	-2
	12	1	1		14	1	0		12	0	-2
	13	0	-1		15	-1	0		13	1	0
16	14	1	3		16	-1	0		14	0	1
	15	0	2		17	0	-1		15	0	1
	0	4	0		0	-4	0		16	3	-1
	1	-3	5		1	0	-2		17	2	0
	2	1	0		2	1	1		18	2	1
	3	1	-3		3	1	-2		19	1	2

Продолжение табл. 3

n	m	g_n^m, γ	h_n^m, γ	n	m	g_n^m, γ	h_n^m, γ	n	m	g_n^m, γ	h_n^m, γ
20	0	-1	0	22	9	-1	-1	23	17	0	-1
	1	0	3		10	2	1		18	1	-1
	2	0	-1		11	3	0		19	0	0
	3	0	-1		12	-1	0		20	0	1
	4	1	-4		13	0	2		21	-1	0
	5	-1	-2		14	2	-1		22	2	0
	6	-1	-1		15	-2	-1		0	-2	0
	7	-1	1		16	-1	0		1	1	1
	8	0	0		17	-1	0		2	0	0
	9	2	0		18	-1	-2		3	1	-1
	10	0	0		19	0	0		4	0	1
	11	-1	2		20	0	0		5	0	0
	12	0	1		21	0	0		6	-2	1
	13	0	-1		0	1	0		7	1	0
	14	1	-1		1	0	-1		8	-1	1
	15	0	1		2	-1	1		9	-1	0
	16	0	1		3	0	1		10	0	-1
	17	0	-1		4	2	0		11	0	0
	18	-1	0		5	1	2		12	0	0
	19	1	1		6	0	-2		13	-1	1
	20	0	-1		7	-1	-2		14	0	1
21	0	2	0	24	8	1	0	25	15	1	-1
	1	-1	1		9	1	2		16	-1	0
	2	0	0		10	0	-1		17	-1	1
	3	1	1		11	-2	-1		18	0	0
	4	-3	1		12	1	1		19	0	1
	5	1	1		13	0	0		20	0	1
	6	0	0		14	-1	-1		21	0	0
	7	-1	1		15	-1	0		22	1	-1
	8	0	0		16	0	0		23	1	0

экспериментальном материале: так, например, анализ В. Колесовой и Э. Кропачева [87, 88] выполнен по 50 тыс. значений компонент, анализ Дж. Кейна с коллегами для эпохи 1965 г. [155] — по 120 тыс. точек спутниковых и наземных измерений.

Несмотря на большое число выполненных сферических гармонических анализов, вопрос об оптимальной длине сферического

гармонического ряда еще не решен полностью. Чтобы выяснить значение членов высоких порядков, Г. Фанзелау вычислил [195] коэффициенты g_n^m , h_n^m до 15-го порядка, В. Колесова и Э. Кропачев — до 23-го порядка (табл. 3). Основное, что следует из этих анализов, это резкое уменьшение всех коэффициентов для 6—8 порядков и затем медленное убывание их с некоторыми колебаниями. Однако ни у одного коэффициента, вплоть до 23-го порядка, нет резкого увеличения, что указывало бы на источники магнитного поля более локального характера. Таким образом, анализы с большим числом членов подтверждают предположение К. Гаусса о сходимости сферического гармонического ряда, представляющего геомагнитный потенциал. В большинстве современных сферических гармонических анализов ряды ограничиваются 8—10 членами (80÷120 коэффициентов). Однако при достаточно однородных и высокоточных исходных данных, какие, например, получаются при спутниковых съемках, возможно продление рядов до 12-, 13-й гармоник. Коэффициенты гармоник более высоких порядков по величине сравнимы или даже меньше погрешности определения коэффициентов.

Не все авторы современных сферических гармонических анализов вычисляют гармонические коэффициенты g_n^m , h_n^m методом наименьших квадратов. В некоторых случаях для вычислений применяются так называемые «интегральные» методы. Интегральный метод, использованный В. Колесовой и Э. Кропачевым [87, 88], сводится к следующему. Уравнения (83) и (92) для прямоугольных компонент X , Y , Z были записаны в географической системе координат, т. е. без учета сжатия Земли. Зависимость между прямоугольными составляющими X' , Y' , Z' в геодезической системе координат (с учетом сжатия) и X , Y , Z будет иметь вид (с точностью до второго порядка малых величин)

$$Z' = Z - \varepsilon X \sin 2\theta, \quad X' = X + \varepsilon Z \sin 2\theta, \quad Y' = Y.$$

Используя уравнение поверхности Земли $r = (1 - \varepsilon \cos^2 \theta)$, где a и b — большая и малая полуоси Земли и $\varepsilon = (a - b)/a$, а также рекуррентные соотношения для полиномов Лежандра, можно уравнение (92) привести к следующему виду:

$$\begin{aligned} Z &= \sum_n \sum_m (A_n^m \cos m\lambda + B_n^m \sin m\lambda) P_n^m(\cos \theta), \\ X &= \sum_n \sum_m (C_n^m \cos m\lambda + D_n^m \sin m\lambda) \frac{dP_n^m(\cos \theta)}{d\theta}, \\ \sin \theta Y &= \sum_n \sum_m (E_n^m \cos m\lambda + F_n^m \sin m\lambda) P_n^m(\cos \theta), \end{aligned}$$

где $A_n^m \dots F_n^m$ — линейные функции от g_n^m , h_n^m . Учитывая свойство ортогональности сферических функций, имеем

$$\left. \begin{aligned}
 A_n^m &= \frac{2n+1}{4\pi} \int_0^\pi \int_0^{2\pi} Z P_n^m(\cos \theta) \cos m\lambda \sin \theta d\theta d\lambda, \\
 B_n^m &= \frac{2n+1}{4\pi} \int_0^\pi \int_0^{2\pi} Z P_n^m(\cos \theta) \sin m\lambda \sin \theta d\theta d\lambda, \\
 C_n^m &= \frac{2n+1}{4\pi} \int_0^\pi \int_0^{2\pi} X \sin \theta P_n^m(\cos \theta) \cos m\lambda \sin \theta d\theta d\lambda, \\
 D_n^m &= \frac{2n+1}{4\pi} \int_0^\pi \int_0^{2\pi} X \sin \theta P_n^m(\cos \theta) \sin m\lambda \sin \theta d\theta d\lambda, \\
 E_n^m &= \frac{2n+1}{4\pi} \int_0^\pi \int_0^{2\pi} Y \sin \theta P_n^m(\cos \theta) \cos m\lambda \sin \theta d\theta d\lambda, \\
 F_n^m &= \frac{2n+1}{4\pi} \int_0^\pi \int_0^{2\pi} Y \sin \theta P_n^m(\cos \theta) \sin m\lambda \sin \theta d\theta d\lambda.
 \end{aligned} \right\} \quad (112)$$

Таким образом, анализ состоит из двух этапов: вычисления приближенным методом интегралов в уравнениях (112) и вычисления g_n^m , h_n^m по известным $A_n^m \dots F_n^m$ путем решения систем линейных уравнений. При этом системы уравнений разбиваются на отдельные подсистемы, так как $A_n^m \dots F_n^m$ связаны только с g_n^m , h_n^m при разных значениях n , но при одном и том же значении m , что значительно упрощает расчеты. Описанная выше схема сферического анализа [87] является также примером учета эллиптичности Земли. Впервые учет эллиптичности был осуществлен А. Шмидтом (1899 г.) и теперь применяется во всех сферических анализах.

Модульный анализ. При обработке данных магнитных съемок со спутников потребовался новый — модульный — метод сферического анализа. Поскольку на спутниках и ракетах до настоящего времени проводятся с достаточной точностью измерения только модуля полного вектора магнитного поля T , то формулы (92) уже не могут служить основой для определения сферических гармонических коэффициентов. Для случая, когда имеются только измеренные значения T , А. Змуда предложил [328] определять коэффициенты g_n^m , h_n^m следующим образом.

Подставив в формулу $T = \sqrt{(X^2 + Y^2 + Z^2)}$ выражения компонент через сферические гармонические ряды (92), получим следующее выражение для T :

$$\begin{aligned}
 T = & \left\{ \left[\sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=0}^n (n+1) (g_n^m \cos m\lambda + h_n^m \sin m\lambda) \left(\frac{R_E}{r} \right)^{n+2} \times \right. \right. \\
 & \times P_n^m(\cos \theta) \left. \right]^2 + \left[\sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=0}^n (g_n^m \cos m\lambda + h_n^m \sin m\lambda) \left(\frac{R_E}{r} \right)^{n+2} \times \right. \\
 & \times \frac{dP_n^m(\cos \theta)}{d\theta} \left. \right]^2 + \left[\sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=0}^n (g_n^m \sin m\lambda - h_n^m \cos m\lambda) \left(\frac{R_E}{r} \right)^{n+2} \times \right. \\
 & \times \left. \left. \frac{mP_n^m(\cos \theta)}{\sin \theta} \right]^2 \right\}^{1/2}. \quad (113)
 \end{aligned}$$

В практических расчетах ограничиваем ряд членами до $n=N$. При наличии экспериментальных значений T во многих точках получается система неоднородных уравнений, квадратичных относительно коэффициентов g_n^m , h_n^m . Решение такой системы очень громоздко и трудно осуществимо даже при помощи современных быстродействующих ЭЦВМ. Поэтому обычно применяется упрощенный способ решения, основанный на линеаризации уравнений, предложенный Дж. Кейном с коллегами [155, 156]. Заменив в уравнении (113) g_n^m на $g_{n0}^m + \Delta g_n^m$ и h_n^m на $h_{n0}^m + \Delta h_n^m$, где g_{n0}^m , h_{n0}^m — некоторые приближенные значения этих коэффициентов («нулевое приближение») и $\Delta g_n^m \ll g_n^m$, $\Delta h_n^m \ll h_n^m$, раскладывают выражение (113) в ряд Тейлора. Сохраняя только члены первого порядка относительно Δg_n^m , Δh_n^m , получают неоднородное линейное уравнение вида

$$\begin{aligned}
 T = T_0 + \frac{1}{T_0} \left\{ \sum_{n=1}^N \sum_{m=0}^n \left[X_0 \cos m\lambda \frac{dP_n^m(\cos \theta)}{d\theta} + Y_0 \sin m\lambda \frac{mP_n^m(\cos \theta)}{\sin \theta} + \right. \right. \\
 \left. \left. + (n+1) Z_0 \cos m\lambda P_n^m(\cos \theta) \right] \left(\frac{R_E}{r} \right)^{n+2} \Delta g_n^m + \sum_{n=1}^N \sum_{m=0}^n \left[X_0 \sin m\lambda \times \right. \right. \\
 \left. \left. \times \frac{dP_n^m(\cos \theta)}{d\theta} - Y_0 \cos m\lambda \frac{mP_n^m(\cos \theta)}{\sin \theta} + \right. \right. \\
 \left. \left. + (n+1) Z_0 \sin m\lambda P_n^m(\cos \theta) \right] \left(\frac{R_E}{r} \right)^{n+2} \Delta h_n^m \right\}, \quad (114)
 \end{aligned}$$

где T_0 , X_0 , Y_0 и Z_0 — значения, вычисленные по коэффициентам нулевого приближения g_{n0}^m и h_{n0}^m . Система из k уравнений (k — число точек с наблюдениями T) решается методом наименьших квадратов; полученные при этом поправки Δg_n^m , Δh_n^m позволяют определить уточненные значения g_n^m , h_n^m (первое приближение). Затем делается синтез ряда (113) и вычисленные величины T , X , Y и Z вводятся в уравнение (114) вместо T_0 , X_0 , Y_0 и Z_0 для повторения всех операций и расчета новых поправочных членов Δg_n^m , Δh_n^m . Итерационный процесс продолжается, пока поправки Δg_n^m , Δh_n^m не станут пренебрежимо малыми. Описанным способом выполнены анализы по съемкам со спутников «Космос-49, 321», ОГО-2—6 (см. гл. 2) и некоторых других. Имеются также анализы, выполненные по совокупности спутниковых измерений модуля T и наземных значений компонент поля X , Y , Z .

В заключение укажем, что современные сферические анализы обеспечивают достаточно хорошую аппроксимацию магнитного поля. Так, спутниковые анализы представляют измеренные в ближнем космическом пространстве (высоты от нескольких сотен

до полутора тысяч километров) значения T со среднеквадратичной погрешностью $10 \div 50$ γ, представление компонент при этом несколько хуже. Как следует из сопоставления вычисленных по спутниковым анализам значений H , D , Z с данными наземных съемок и обсерваторий, среднеквадратичная погрешность возрастает до $\pm 200 \div 250$ γ, причем имеется систематическая широтная зависимость погрешности: для Z она наибольшая на экваторе, для H — в высоких широтах. Примерно с такой же средней погрешностью (но без закономерного широтного распределения) современные «компонентные» анализы аппроксимируют H , Z , T .

Анализ сферических гармонических коэффициентов. Значения коэффициентов g_n^m и h_n^m , (для $n=1; 2$), вычисленные разными авторами за 1829—1970 гг. (см. табл. 2), меняются от эпохи к эпохе. Наибольшими являются коэффициенты g_1^0 и h_1^1 , что указывает на преобладание дипольного характера земного магнитного поля (см. следующий раздел этого параграфа). Несмотря на сравнительно большую дисперсию величин g_n^m , h_n^m , из табл. 2 следует систематическое изменение коэффициентов с течением времени. Так, например, коэффициент g_1^0 изменился за 100 лет более чем на 6% при разбросе значений для близких эпох примерно на 1%. Систематическое изменение коэффициентов указывает, что магнитное поле не остается постоянным, а непрерывно меняется. Такие медленные изменения поля получили название вековых и более подробно описаны в гл. 5. Сравнительно большой разброс коэффициентов для близких эпох объясняется разницей в исходных данных сферических гармонических анализов, неодинаковыми методами расчетов и длиной ряда, а также погрешностями вычислений.

Широкое использование сферических гармонических рядов в научных и прикладных задачах разными коллективами многих стран, необходимость сравнения или согласования различных расчетов вызвали потребность унификации сферических гармонических рядов, выбора единой международной аналитической модели геомагнитного поля. Международная ассоциация по геомагнетизму и аэрономии на своей ассамблее в 1970 г. утвердила такую модель. Эта модель, называемая *Международным аналитическим полем* (МАП), представляет собой сферический гармонический ряд, коэффициенты которого являются средневзвешенными из коэффициентов четырех моделей, предложенных разными странами. В МАП включены также и производные по времени от коэффициентов g_n^m , h_n^m , характеризующие вековой ход поля. В таком виде МАП (совокупность коэффициентов g_n^m , h_n^m и их производных) был рекомендован для использования в течение 15 лет с 1960 по 1975 г. В 1975 г. на Ассамблее МАГА в Гренобле была принята новая модель МАП, рекомендуемая для интервала 1975—1980 гг. (табл. 4). В связи с непостоянством векового хода и с поступлением новых экспериментальных данных на последующие эпохи МАП будет корректироваться.

ТАБЛИЦА 4

Коэффициенты ряда Гаусса, определяющие Международное аналитическое поле на 1975—1980 гг.

n	m	g_n^m, γ	h_n^m, γ	$\dot{g}_n^m, \gamma/\text{год}$	$\dot{h}_n^m, \gamma/\text{год}$	n	m	g_n^m, γ	h_n^m, γ	$\dot{g}_n^m, \gamma/\text{год}$	$\dot{h}_n^m, \gamma/\text{год}$
1	0	-30186	0	25,6	—	6	2	15	102	2,0	-0,1
	1	-2036	5735	10,0	-10,2		3	-210	88	2,8	-0,2
2	0	-1898	0	-24,9	—	4	-1	-43	0,0	-1,3	
	1	2997	-2124	0,7	-3,0		5	-8	-9	0,9	0,7
	2	1551	-37	4,3	-18,9		6	-114	-4	-0,1	1,7
3	0	1299	0	-3,8	—	7	0	66	0	0,0	—
	1	-2144	-361	-10,4	6,9		1	-57	-68	0,0	-1,4
	2	1296	249	-4,1	2,5		2	-7	-24	0,0	-0,1
	3	805	-253	-4,2	-5,0		3	7	-4	0,6	0,3
4	0	951	0	-0,2	—	4	-22	11	0,9	0,3	
	1	807	148	-2,0	5,0		5	-9	27	0,3	-0,7
	2	462	-264	-3,9	0,8		6	11	-17	0,3	0,1
	3	-393	37	-2,1	1,7		7	-8	-14	-0,5	0,8
	4	235	-307	-3,1	-1,0		8	0	11	0	0,2
5	0	-204	0	0,3	—	1		13	4	0,3	-0,2
	1	368	39	-0,7	1,2	2		3	-15	0,0	-0,4
	2	275	142	1,1	2,3	3		-12	2	0,2	-0,2
	3	-20	-147	-1,6	-2,0	4		-4	-19	-0,4	-0,3
	4	-161	-99	-0,5	1,3	5	6	1	-0,3	0,4	
	5	-38	74	1,0	1,1	6	-2	18	0,6	-0,3	
6	0	46	0	0,2	—	7	9	-6	-0,3	-0,6	
	1	57	-23	0,5	-0,5		8	1	-19	-0,1	0,3

Как указывалось ранее, сферический гармонический анализ в принципе позволяет выделить внешнюю и беспотенциальную части поля. Однако уже А. Шмидт [288] показал, что обе эти части значительно меньше внутренней части, и поэтому лишь немногие исследователи определяли коэффициенты $j_n^m, h_n^m, r_n^m, s_n^m$. В табл. 5 представлен весь комплект коэффициентов, вычисленных Г. Фан-зеллау по формулам (96) и (101). Как можно видеть, коэффициенты первых четырех порядков, соответствующие внутренней части поля, во много раз превосходят коэффициенты внешней и беспотенциальной частей поля, тогда как коэффициенты более высокого порядка принимают почти одинаковые значения для внутренней, внешней и беспотенциальной частей поля.

ТАБЛИЦА 5

Коэффициенты ряда Гаусса для внутренней, внешней
и беспотенциальной частей поля

n	m	g_n^m	h_n^m	j_n^m	k_n^m	r_n^m	s_n^m
1	0	-3062,50	0	-4,28	0	—	—
	1	-223,64	578,47	—	-1,13	28,77	-12,43
2	0	-122,91	0	-4,99	0	—	—
	1	295,51	-169,92	0,45	2,63	0,28	-1,26
	2	161,01	52,18	-6,31	5,97	-13,61	26,82
3	0	110,37	—	1,54	—	—	—
	1	-175,00	-50,39	0,46	-3,01	0,95	—
	2	122,13	18,35	2,14	-1,72	7,08	0,29
	3	90,01	4,03	-0,13	4,48	-8,00	16,79
4	0	96,36	—	-5,35	—	—	—
	1	76,17	12,03	1,28	1,00	0,96	5,55
	2	56,27	-28,01	-2,71	2,79	-1,62	10,53
	3	-41,20	-9,77	2,41	0,26	-0,60	-5,81
	4	32,54	-12,46	3,67	-0,39	11,80	0,16
5	0	-28,80	—	1,88	—	—	—
	1	33,68	2,64	-3,37	0,97	0,60	-7,69
	2	16,83	8,43	4,00	-0,07	1,38	0,42
	3	-4,94	0,11	0,38	0,58	2,39	-5,69
	4	-14,99	-13,23	-1,41	-0,26	-3,64	1,56
	5	-9,84	10,93	1,96	1,65	-0,77	5,04
6	0	8,25	—	-3,90	—	—	—
	1	7,05	-5,96	3,52	-0,48	-4,99	10,95
	2	1,33	14,27	-4,48	1,14	-2,36	-0,20
	3	-24,80	-2,70	-1,96	0,65	-2,87	-2,54
	4	-1,51	-0,15	1,49	0,39	7,11	-0,71
	5	3,49	-0,41	0,01	-0,67	0,39	1,15
	6	-10,40	-2,54	-1,04	0,19	-2,46	0,77

Чтобы убедиться, имеют ли коэффициенты внешней и беспотенциальной частей реальное значение или представляют собой лишь погрешность вычислений, необходимо найти их среднеквадратичные значения. Для этого найдем сначала среднеквадратичное значение геомагнитного потенциала \bar{U}^2 . По теореме о среднем значении имеем:

$$\bar{U}^2 = [1/(4\pi R_E^2)] \iint U^2 dS = (1/4\pi) \int_0^\pi \int_0^{2\pi} U^2 \sin \theta d\theta d\lambda. \quad (115)$$

Подставив сюда вместо U его выражение — формулу (91), получим при $r=R_E$

$$\begin{aligned} \bar{U}^2 = & \frac{R_E^2}{4\pi} \int_0^\pi \int_0^{2\pi} \left[\sum_{n=1}^\infty \sum_{m=0}^n (g_n^m \cos m\lambda + h_n^m \sin m\lambda) \times \right. \\ & \times P_n^m(\cos \theta) \left. \right]^2 \sin \theta d\theta d\lambda = \frac{R_E^2}{4\pi} \sum_{n,m,k,l} \left[g_n^m g_k^l \iint P_n^m(\cos \theta) \times \right. \\ & \times P_k^l(\cos \theta) \cos m\lambda \cos l\lambda \sin \theta d\theta d\lambda + h_n^m h_k^l \times \\ & \times \iint P_n^m(\cos \theta) P_k^l(\cos \theta) \sin m\lambda \sin l\lambda \sin \theta d\theta d\lambda + \\ & \left. + g_n^m h_k^l \iint P_n^m(\cos \theta) \sin l\lambda \cos m\lambda \sin \theta d\theta d\lambda \right]. \quad (116) \end{aligned}$$

При $n \neq k$, $m \neq l$ интегралы в правой части этого уравнения равны нулю. При $n=k$

$$\int_0^\pi \int_0^{2\pi} \left[P_n^m(\cos \theta) \frac{\cos m\lambda}{\sin m\lambda} \right]^2 \sin \theta d\theta d\lambda = 4\pi/(2n+1).$$

Обозначим

$$(2n+1)^{-1} \sum_{m=0}^n [(g_n^m)^2 + (h_n^m)^2] = \bar{U}_n^2/R_E^2,$$

тогда

$$\bar{U}^2/R_E^2 = (1/R_E^2) \sum_{n=1}^\infty \bar{U}_n^2,$$

где $(1/R_E) \bar{U}_n^2$ представляют собой среднеквадратичные значения членов потенциального ряда.

Такое осреднение внутреннего, внешнего и вихревого потенциалов, выполненное Г. Фанзелау, представлено в табл. 6. Величина $(1/R_E) \bar{U}_{n1}$ соответствует полю, обусловленному внутренними причинами, $(1/R_E) \bar{U}_{ne}$ — внешними и величина $(j_r \sin \theta)_n$ соответствует полю, создаваемому вертикальными токами. Следует, однако, заметить, что значения $(j_r \sin \theta)_n^2$ вычислялись несколько иным способом, так как множителем каждого члена, как показывает уравнение (102), является не полином $P_n^m(\cos \theta)$, а его производная. Поэтому после замены производной через функцию Лежандра по рекуррентной формуле

$$\frac{dF_n^m}{d\theta} = \frac{1}{2} [\sqrt{c_m(n+m)(n-m+1)} P_n^{m-1} - \sqrt{(n-m)(n+m-1)} P_n^{m+1}]$$

среднеквадратичные значения $(j_r \sin \theta)^2$ принимают вид

$$\overline{(j_r \sin \theta)^2} = \sum_{n=1}^{\infty} (j_r \sin \theta)_n^2;$$

при этом

$$(j_r \sin \theta)_n^2 = \frac{1}{2\pi R_E} \cdot \frac{1}{2n+1} \sum_{m=0}^n \frac{m^2}{4} [(r_n^m)^2 + (s_n^m)^2] \times \\ \times [c_m(n+m)(n-m+1) + (n+m-1)(n-m)],$$

где $c_m=2$ при $m=1$ и $c_m=1$ при $m>1$.

Табл. 6 показывает, что в то время как члены U_{n1} с увеличением порядка n быстро убывают, у членов U_{ne} уменьшение происходит очень медленно, а значения $j_r \sin \theta$ даже заметно возрастают.

ТАБЛИЦА 6

Средние значения коэффициентов ряда Гаусса для внутреннего, внешнего и беспотенциального полей

n	$(1/R_E) \bar{U}_{n1}$	$(1/R_E) \bar{U}_{ne}$	$\overline{(j_r \sin \theta)_n}$	$(1/R_E) \delta \bar{U}_n$
1	1804,03	5,08	2,26	18,10
2	178,86	4,63	3,36	13,46
3	99,08	2,37	3,49	7,53
4	49,65	2,70	4,21	5,95
5	16,40	1,93	3,45	3,59
6	9,22	2,10	4,74	4,15
7	3,37	1,49	5,02	3,06
8	1,68	1,38	3,82	1,68
9	1,37	1,10	4,22	1,77
10	0,86	0,96	3,30	1,39
11	0,84	0,46	6,01	1,95
12	0,64	0,62	4,63	1,28
13	0,46	0,52	6,99	1,49
14	0,48	0,52	5,78	1,09
15	0,48	0,45	6,61	1,32

Примечание. Все значения даны с коэффициентом 10^{-4} эл.-магн. ед.; в последнем столбце приведены значения среднеквадратичной погрешности.

Так как гармонические члены высших порядков соответствуют явлениям меньших масштабов, при росте членов с увеличением n локальные причины должны преобладать над причинами глобального характера. В данном случае беспотенциальная часть должна вызываться исключительно локальными токами, величину которых можно измерить. Между тем экспериментальная проверка нигде не обнаружила существования токов, которые превосходили бы погрешности наблюдений. Проверка заключалась в определении контурного интеграла $\oint (\mathbf{H}, d\mathbf{l}) = 4\pi I/c$, где \mathbf{H} — напряженность магнитного поля Земли; $d\mathbf{l}$ — элемент контура, расположенного на земной поверхности; I — сила тока в вертикальном направлении; c — скорость света.

Так, вычисления, произведенные по магнитным картам в начале XX в., показали, что плотность вихревых токов должна иметь величину порядка $0,02 \text{ А/км}^2$. Плотность же вертикальных токов атмосферного электричества, наблюдаемых непосредственно на поверхности Земли, имеет величину $2 \cdot 10^{-6} \text{ А/км}^2$, т. е. в 10 000 раз меньше плотности токов, получаемых из геомагнитных наблюдений. Такое противоречие между опытными данными и теоретическими вычислениями заставило сомневаться в реальности беспотенциального поля. Более поздние исследования, основанные на большем материале, подтвердили, что токи, получаемые из геомагнитных наблюдений, должны быть отнесены за счет погрешностей наблюдений и анализа и что геомагнитное поле, наблюдаемое на земной поверхности, является потенциальным. Отсюда следует, что члены в табл. 5, относящиеся к беспотенциальной части поля, следует рассматривать как погрешность вычисления потенциалов \bar{U}_{ne} и \bar{U}_{ni} . Если рассматривать разности r_n^m и s_n^m (101) как погрешности определения коэффициентов p_n^m и q_n^m , то выражение

$$\delta U = R_E \sum_{m=0}^n (r_n^m \cos m\lambda) + s_n^m \sin m\lambda) P_n^m(\cos \theta)$$

будет не чем иным, как погрешностью вычисления потенциала в каждой точке поверхности. Средняя же квадратичная погрешность согласно формуле (115)

$$\delta \bar{U}^2 = R_E^2 \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=0}^n \frac{1}{2n+1} [(r_n^m)^2 + (s_n^m)^2] = \sum_{n=1}^{\infty} \delta \bar{U}_n^2.$$

Значения $(1/R_E)\delta \bar{U}_n$, вычисленные по этой формуле Г. Фанзелау, представлены в табл. 6. Как видно, среднеквадратичные погрешности $(1/R_E)\delta \bar{U}_n$ для всех значений n больше величины «внешнего» поля \bar{U}_{ne}/R_E и лишь для первых семи членов меньше величины «внутреннего» поля \bar{U}_{ni}/R_E . Отсюда следует, что разложение геомагнитного потенциала в ряд по исходным экспериментальным данным, имевшимся в распоряжении Г. Фанзелау, дает возможность определить лишь первые шесть членов этого разло-

жения без разделения на внутреннюю и внешнюю части. При лучшем экспериментальном материале, используемом для анализа современными исследователями (большее количество и большая точность измерений, большая равномерность распределения их по земному шару), физически значимыми являются гармоники более высоких порядков. Так, по статистическим оценкам, сделанным В. Колесовой и Э. Кропачевым с использованием критерия Фишера, в полученном ими сферическом гармоническом ряде до $n=23$ физически значимыми являются 11 первых гармоник, представляющих внутреннее поле. Но, несмотря на указанное улучшение исходных данных, вывод Г. Фанзелау о невозможности надежного определения внешнего и беспотенциального полей остается в силе, и большинство современных сферических анализов, включая МАП, представляют только внутреннее поле. Однако реальное существование внешнего и вихревого полей этим не опровергается, а лишь показывается, что величина их не превосходит величины погрешности определения внутреннего потенциала.

Существование внешних источников главного магнитного поля Земли в настоящее время доказано экспериментально путем непосредственного наблюдения магнитного поля на ракетах и спутниках. Описание результатов и методов таких наблюдений будет дано в гл. 1, 2 ч. II. В случаях сферических анализов по особо высокоточным съемкам можно обнаружить влияние внешнего поля на коэффициенты g_n^m , h_n^m , вычисленные без учета внешнего поля. Так, в анализах по данным съемки с «Космос-49» [138], выполненных по отдельным группам дней с разным уровнем магнитной возмущенности (см. гл. 1 ч. II), значения зональных нечетных гармоник закономерно менялись с уровнем возмущенности.

Основные характеристики геомагнитного поля по данным сферических гармонических анализов. Формулы Гаусса (90) и (91) при известных коэффициентах g_n^m , h_n^m дают возможность определить величину магнитного момента Земли M и его направление, местоположение магнитного центра, их изменение со временем и другие общие свойства геомагнитного поля. Величины M и координат полюсов θ_0 , λ_0 , определенные из уравнений (104) и (105) по значениям g_n^m и h_n^m из различных анализов, были приведены в табл. 2. Таблица показывает, что, несмотря на некоторый разброс значений M , θ_0 , λ_0 , за 140 лет (1829—1970 гг.) происходило систематическое уменьшение M и перемещение геомагнитного полюса на запад с небольшим и менее закономерным сдвигом к северу. Сравнивая координаты геомагнитных полюсов с координатами магнитных, приведенными в табл. 1, видим, что северный геомагнитный полюс расположен на 7° севернее и на 28° восточнее магнитного, а южный геомагнитный полюс на 9° южнее и на 38° западнее магнитного.

Если бы земной шар был намагничен однородно, то его намагниченность согласно формуле (107) была бы равна 0,072 эл.-магн. ед. Такая величина встречается у горных пород типа магнетитов

и поэтому могла бы быть вполне реальной. Однако температурные условия внутри Земли, при которых на глубинах более сотни километров температура, по всей вероятности, должна быть выше точки Кюри любых горных пород, заставляют предполагать, что ниже этих глубин все породы находятся в немагнитном состоянии. Поэтому, если магнитное поле Земли обязано своим происхождением намагниченным горным породам, то все они должны быть сосредоточены лишь в верхнем слое толщиной ~ 100 км. В таком случае намагниченность этого слоя должна быть равна магнитному моменту Земли, разделенному на его объем, т. е. $J = M / (4\pi R_E^3/3)$, что дает величину ~ 1 эл.-магн. ед. Пород с такой намагниченностью до сих пор еще не обнаружено. Поэтому основной причиной земного магнетизма в настоящее время считают электрические токи, которые генерируются в ядре Земли, обладающем высокой электропроводностью (см. гл. 9). Именно эта главная часть поля (или, как принято называть, главное поле) и аппроксимируется сферическими гармоническими рядами. Часть поля (сравнительно малая по величине), создаваемая магнитными горными породами, расположенными в верхних слоях земного шара, столь неоднородна, что для ее представления потребовались бы гармоники очень высоких порядков, определение которых практически невозможно.

Как уже отмечалось, по сферическим гармоническим коэффициентам можно определить также координаты магнитного центра Земли. На рис. 16 представлены значения r_M , φ_M , λ_M , вычисленные по формулам (111) за 1840—1960 гг. Рисунок показывает, что за этот период магнитный центр систематически смещался на северо-запад и удалялся от географического центра Земли (в 1830 г. $r_M/R_E = 0,04$; в 1970 г. $r_M/R_E = 0,07$).

Сферические гармонические члены потенциала

$$U_n = R_E (g_n^m \cos m\lambda + h_n^m \sin m\lambda) (R_E/r)^{n+1} P_n^m(\cos \theta)$$

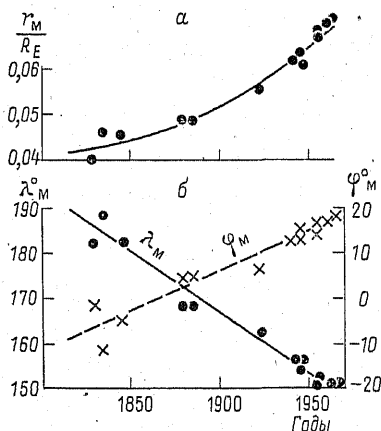


Рис. 16. Изменение координат магнитного центра Земли во времени.

можно представить также в другом виде:

$$U_n = R_E C_n^m \cos [m (\lambda - \lambda_n^m)] (R_E/r)^{n+1} P_n^m (\cos \theta),$$

где амплитуда гармоник

$$C_n^m = \sqrt{(g_n^m)^2 + (h_n^m)^2},$$

а фаза

$$\lambda_n^m = (1/m) \operatorname{arctg} h_n^m/g_n^m.$$

Такой способ представления хорошо иллюстрирует одну из основных особенностей главного геомагнитного поля — систематическое смещение на запад картины распределения поля (западный дрейф, подробнее см. в гл. 5). В табл. 7 приведены значения λ_n^m за 1829—1970 гг., показывающие уменьшение восточной долготы всех

ТАБЛИЦА 7

Фазовые углы гармоник ряда Гаусса для разных эпох

Эпоха	$\pi + \lambda_1^1$, град	$\pi + \lambda_2^1$, град	$\pi + \lambda_2^2$, град	λ_3^1 , град	λ_3^2 , град	λ_3^3 , град	Библиографич. источник
1829	295,3	179,1	137,8	208,7	5,7	26,6	[198]
1835	296,4	182,4	135,4	201,2	8,7	31,4	[55]
1845	295,7	178,0	134,2	206,0	4,2	24,3	[151]
1880	291,9	165,8	123,8	190,1	−0,4	19,8	[151]
1885	292,2	165,3	122,2	194,7	0,1	18,9	[205]
1888	290,5	165,7	123,2	193,5	0,5	19,8	[287]
1907.5	290,1	159,5	112,6	193,7	1,4	13,0	[194]
1922	290,9	157,5	105,1	195,6	3,0	5,9	[196]
1945	290,0	150,7	99,1	196,7	4,4	1,3	[301]
1960	290,3	147,0	94,6	192,8	4,2	− 3,4	[135]
1970	290,0	145,8	93,5	189,8	6,0	− 4,7	[46]

Примечание. π добавляется для приведения долготы к северному полушарию; эпоха 1907.5 соответствует 31 декабря 24 ч. 00 мин. 1907 г.

фазовых углов. Для гармоник U_1^1 , U_2^2 , U_3^3 средняя скорость изменения фазы 0,2—0,3°/год, для гармоник U_1^1 , U_3^1 , U_3^2 она несколько меньше и не столь регулярна, что говорит о сложности этого явления.

Главное геомагнитное поле в большой мере определяет протекание многих геофизических явлений, таких, как полярные сияния, магнитные возмущения, ионосферные процессы и т. д. Изучать

распределение этих явлений удобнее не в географических координатах, а в координатах, полярной осью которых служит ось однородной намагниченности Земли. Такие координаты называются *геомагнитными*; широта Φ отсчитывается от геомагнитного экватора, а долгота Λ определяется как угол между магнитным меридианом места и магнитным меридианом, проходящим через географический полюс. Формулы перехода от географических координат к геомагнитным получаются из треугольника PzP_m (рис. 17), в котором сторона Pz представляет собой дополнение широты места ($90^\circ - \varphi$), PP_m — дополнение широты геомагнитного полюса ($90^\circ - \varphi_0$) и P_mz — дополнение геомагнитной широты ($90^\circ - \Phi$); угол PzP_m — разность долгот между точкой P и геомагнитным полюсом, а угол zP_mP — дополнение до 180° геомагнитной долготы Λ , так как она отсчитывается от южного геомагнитного полюса. По формулам сферической тригонометрии имеем:

$$\begin{aligned}\sin \Phi &= \sin \varphi \sin \varphi_0 + \cos \varphi \cos \varphi_0 \cos (\lambda - \lambda_0), \\ \sin \Lambda &= \cos \varphi \sin (\lambda - \lambda_0) / (\cos \Phi).\end{aligned}\quad (117)$$

При рассмотрении некоторых вопросов необходимо также знать *местное магнитное время* t_m (местн. м. вр.), представляющее собой угол между дугой большого круга P_mz и дугой P_mS , проходящей через направление на Солнце (см. рис. 17). Из сферического треугольника P_mS видно, что этот угол является разностью геомагнитных долгот Солнца и данной точки S , которые находятся по формуле (117). В средних и низких широтах t_m мало отличается от местного солнечного времени: разница становится заметной лишь на расстоянии $15 \div 20^\circ$ от геомагнитного полюса.

Табл. 8, в которой приведен перевод географических координат в геомагнитные, показывает, насколько отличаются одни координаты от других. При пользовании столбцом φ с противополож-

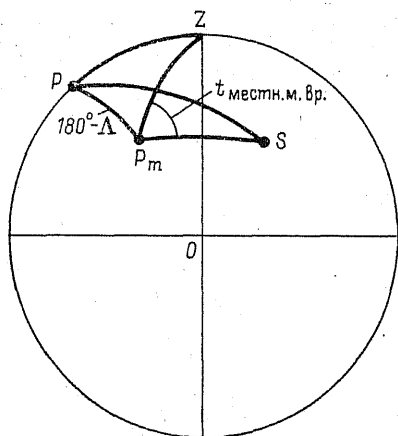


Рис. 17. Схема перехода от географических координат к геомагнитным.

ТАБЛИЦА 8

Перевод географических координат в геомагнитные

λ^0 φ^0	0		30		60		90		120		150		180	
	Ф	Λ	Ф	Λ	Ф	Λ	Ф	Λ	Ф	Λ	Ф	Λ	Ф	Λ
88	79	170	78	170	77	173	77	177	77	181	77	186	78	189
80	78	130	74	142	71	156	69	170	69	184	70	198	72	212
70	71	102	66	125	61	146	59	166	59	186	60	206	64	226
60	62	89	56	117	52	141	49	164	49	187	50	210	54	233
50	53	83	47	112	42	138	39	163	39	187	41	212	45	238
40	43	79	37	108	32	135	29	162	29	188	31	214	35	241
30	33	76	28	105	22	133	19	161	19	188	21	216	25	243
20	24	73	18	103	13	132	9	160	9	189	11	217	16	246
10	14	71	8	101	3	130	—1	159	—1	189	1	218	6	248
0	4	69	—2	99	—7	128	—11	159	—11	189	—9	220	—4	249
—10	—6	68	—12	97	—17	127	—21	158	—21	190	—19	221	—14	251
—20	—16	66	—21	95	—27	125	—31	157	—31	190	—29	222	—24	253
—30	—25	63	—31	92	—37	123	—41	156	—41	190	—39	224	—33	256
—40	—35	61	—41	89	—47	120	—51	154	—51	191	—48	227	—43	259
—50	—45	58	—50	85	—56	116	—60	152	—61	192	—58	230	—53	263
—60	—54	53	—60	79	—66	109	—70	148	—71	194	—68	236	—62	269
—70	—64	46	—69	68	—75	95	—80	136	—81	200	—77	251	—71	282
—80	—72	32	—76	45	—81	56	—86	59	—88	316	—83	300	—78	310
—88	—78	9	—79	10	—80	9	—80	4	—80	358	—80	353	—79	350
φ^0 λ^0	180		210		240		270		300		330		360	

ным знаком и нижней строкой λ знак у Φ должен быть изменен на обратный, а у Λ сохранен, но добавлен угол 180° . Для некоторых более тонких исследований электромагнитных геофизических явлений пользуются не геомагнитными координатами, основанными на приближенном представлении магнитного поля одной первой гармоникой, а *исправленными геомагнитными координатами*, основанными на аппроксимации поля рядом в $6 \div 9$ гармоник.

Сферический гармонический ряд при известных g_n^m , h_n^m позволяет определять не только все компоненты поля в разных точках пространства, но и градиенты этих компонент. Для этого достаточно продифференцировать каждую из формул (92) по соответствующим сферическим координатам:

$$\frac{\partial X}{\partial r} = \sum_n \sum_m (n+2) (g_n^m \cos m\lambda + h_n^m \sin m\lambda) \frac{R_E^{n+2}}{r^{n+3}} \cdot \frac{dP_n^m(\cos \theta)}{d\theta}, \quad (118)$$

и аналогично для

$$\frac{1}{r} \cdot \frac{\partial X}{\partial \theta}; \quad \frac{1}{r \sin \theta} \cdot \frac{\partial X}{\partial \lambda}; \quad \frac{\partial Y}{\partial r}; \quad \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial Y}{\partial \theta}; \quad \frac{1}{r \sin \theta} \cdot \frac{\partial Y}{\partial \lambda};$$

$$\frac{\partial Z}{\partial r}; \quad \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial Z}{\partial \theta}; \quad \frac{1}{r \sin \theta} \cdot \frac{\partial Z}{\partial \lambda}.$$

Если же от географических координат перейти к геомагнитным и ограничиться первым (дипольным) членом, то из уравнений (86) получим:

$$\frac{1}{r} \cdot \frac{\partial X}{\partial \Phi} = \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial H}{\partial \Phi} = -\frac{M}{r^4} \sin \Phi; \quad \frac{\partial H}{\partial r} = -\frac{3M}{r^4} \cos \Phi;$$

$$\frac{1}{r} \cdot \frac{\partial Z}{\partial \Phi} = \frac{2M}{r^4} \cos \Phi; \quad \frac{\partial Z}{\partial r} = -\frac{6M}{r^4} \sin \Phi. \quad (119)$$

На поверхности Земли $M/r^4 = 2,28 \cdot 10^{-10}$ Э/см и

$$\frac{1}{r} \cdot \frac{\partial X}{\partial \Phi} = -5,14 \cdot 10^{-10} \sin \Phi; \quad \frac{\partial X}{\partial r} = -15,4 \cdot 10^{-10} \cos \Phi;$$

$$\frac{1}{r} \cdot \frac{\partial Z}{\partial \Phi} = 10,3 \cdot 10^{-10} \cos \Phi; \quad \frac{\partial Z}{\partial r} = -30,8 \cdot 10^{-10} \sin \Phi. \quad (120)$$

Таким образом, по уравнениям (120) легко вычислить градиенты поля однородного намагничивания для любой точки земной поверхности, определив предварительно геомагнитную широту места (Φ) по табл. 8. Так, например, для $\varphi = 60^\circ$, $\lambda = 30^\circ$, $\Phi = 56^\circ$

$$\frac{1}{r} \cdot \frac{\partial H}{\partial \Phi} = -4,3 \text{ } \gamma/\text{км}; \quad \frac{\partial H}{\partial r} = -8,6 \text{ } \gamma/\text{км};$$

$$\frac{1}{r} \cdot \frac{\partial Z}{\partial \Phi} = 5,9 \text{ } \gamma/\text{км}; \quad \frac{\partial Z}{\partial r} = -25,5 \text{ } \gamma/\text{км},$$

т. е. при подъеме на высоту 1 км Z уменьшается на 25,5 γ , а H — на 8,6 γ . При перемещении же по направлению к магнитному полюсу Z увеличивается на 5,9 γ , а H уменьшается на 4,3 γ . При таких изменениях геомагнитное поле в объеме, не превышающем нескольких кубических метров, можно считать однородным.

Полные расчеты градиентов по формулам (118), так же как и расчеты компонент на разных высотах, производились неоднократно (см., например, [301]). Градиенты, вычисленные по формулам (118), могут отличаться от градиентов однородного намагничивания на несколько гамм на 1 км (например, для точки $\varphi = 60^\circ$, $\lambda = 30^\circ$ это различие для dZ/dr составляет 5 $\gamma/\text{км}$), причем различие значительно больше над областями магнитных аномалий.

Сферические гармонические анализы поля за прошлые эпохи. Для исследования природы геомагнитного поля крайне важно знать его изменения в большом временном интервале. Поэтому

значительный интерес представляют сферические анализы поля за прошлые «догауссовы» эпохи, когда еще не было измерений напряженности поля или его компонент, а были лишь отдельные наблюдения угловых элементов (склонения и наклонения). Наблюдения склонения, полученные главным образом при плаваниях на деревянных кораблях, имеются с начала XVI в.; наблюдения наклонения — с XVIII в. Первая попытка выполнить сферический анализ по данным только угловых величин была сделана Х. Фриче [206] еще в 1905 г. За последние годы в связи с расширением исследований механизма генерации геомагнитного поля интерес к анализам за прошлые годы усилился, и появились три группы таких анализов: анализы С. Брагинского [31, 32], анализы Н. Беньковой с сотр. [19, 20, 83] и анализы Т. Юкутаки [327]. Исходным материалом в этих случаях служили или сводные магнитные карты Ван-Беммелена [312] или Каталог магнитных определений Б. Вейнберга и В. Шибаяева [45], в котором приведены данные, осредненные по 50-летиям и по площадям в 10 квадратных градусов. В анализах по работам [19, 20, 327] привлекаются также археомагнитные данные по j и F (см. гл. 5).

Так как вычисление коэффициентов g_n^m , h_n^m возможно лишь при наличии данных о напряженности поля или о его компонентах, то для анализа поля XVI—XVIII вв. приходилось экстраполировать значения поля от современных эпох (Х. Фриче, С. Брагинский) или пользоваться его оценками по археомагнитным исследованиям (Т. Юкутаки, Н. Бенькова и др.). Х. Фриче экстраполировал значения H в пунктах наблюдений от эпохи анализа Гаусса (1835 г.) на более старые годы, последовательно от одного 50-летия к другому с промежуточными анализами и синтезами поля; далее коэффициенты g_n^m , h_n^m вычислялись им обычным методом (см. § 2).

С. Брагинский, основываясь на всей совокупности анализов за XIX и XX вв., экстраполировал коэффициент g_1^0 по квадратичной формуле и определял коэффициенты g_n^m , h_n^m путем минимизации выражения $R = R_D + R_j$, где

$$R_D = \sum_k [\bar{H}_k (D_k - \bar{D}_k)]^2 W_D, \quad R_j = \sum_k [\bar{T}_k (j_k - \bar{j}_k)]^2 W_j. \quad (121)$$

Суммирование производилось им по всем пунктам, где имеются данные; D_k и j_k — измеренные в k -м пункте значения D и j ; \bar{H}_k , \bar{D}_k , \bar{T}_k и \bar{j}_k — значения элементов, представленные сферическими гармоническими рядами с искомыми коэффициентами g_n^m , h_n^m ; W — весовой коэффициент. Система уравнений (121) сначала линейризуется и затем решается относительно g_n^m , h_n^m итерационным методом.

Н. Бенькова с коллегами проводили вычисления в два этапа.

1. Чтобы избежать экстраполяции напряженности поля (или коэффициента g_1^0) на прошлые эпохи, исключительно по углу-

вым данным (D или j) определяются относительные значения гармонических коэффициентов

$$G_n^m = g_n^m / g_1^0, \quad H_n^m = h_n^m / g_1^0.$$

При этом исходными являются формулы

$$X \sin D - Y \cos D = 0, \quad H \sin j - Z \cos j = 0. \quad (122)$$

Подставляя в уравнение (122) наблюдаемые значения D_k и значения X_k, Y_k , выраженные через ряды гармонических коэффициентов g_n^m, h_n^m , получаем уравнение, однородное относительно g_n^m, h_n^m .

$$\begin{aligned} \sin D_k \sum_{n=1}^N \sum_{m=0}^n (g_n^m \cos m \lambda_k + h_n^m \sin m \lambda_k) \frac{dP_n^m(\cos \theta)}{d\theta} \Big|_{\theta_k} - \\ - \cos D_k \sum_{n=1}^N \sum_{m=0}^n (g_n^m \sin m \lambda_k - \\ - h_n^m \cos m \lambda_k) \frac{m P_n^m(\cos \theta_k)}{\sin \theta_k} = 0. \end{aligned} \quad (123)$$

Разделив обе части уравнения (123) на g_1^0 , преобразуем его в уравнение, неоднородное относительно коэффициентов G_n^m, H_n^m ; свободным членом в этом уравнении будет член $\sin D_k [dP_1^0(\cos \theta)/d\theta]_{\theta_k}$. Неоднородная система уравнений решается (число уравнений равно числу пунктов измерений) методом наименьших квадратов. Аналогичным образом можно воспользоваться второй формулой (122), но поскольку она приведет к уравнениям, квадратичным относительно G_n^m, H_n^m , то предварительно уравнения линеаризуют и решают их итерационным методом. Приведенные схемы показывают, как можно по значениям D или j определять относительные коэффициенты G_n^m, H_n^m . Однако вычисления, основанные только на данных по D , не обеспечивают достаточной надежности определения зональных гармоник, и поэтому практически для расчетов используется более сложный алгоритм, объединяющий в себе оба угловых элемента. Необходимо указать, что ряд относительных коэффициентов G_n^m, H_n^m позволяет исследовать многие вопросы истории геомагнитного поля (например, движение полюсов и магнитного центра, западный дрейф и т. д.), и в то же время он лишен той неопределенности, которую вносит экстраполяция данных или грубая археомагнитная оценка.

2. Вторым этапом является определение g_1^0 по данным археомагнитных измерений T . Выражение T через ряды гармонических коэффициентов (113) легко может быть преобразовано к виду

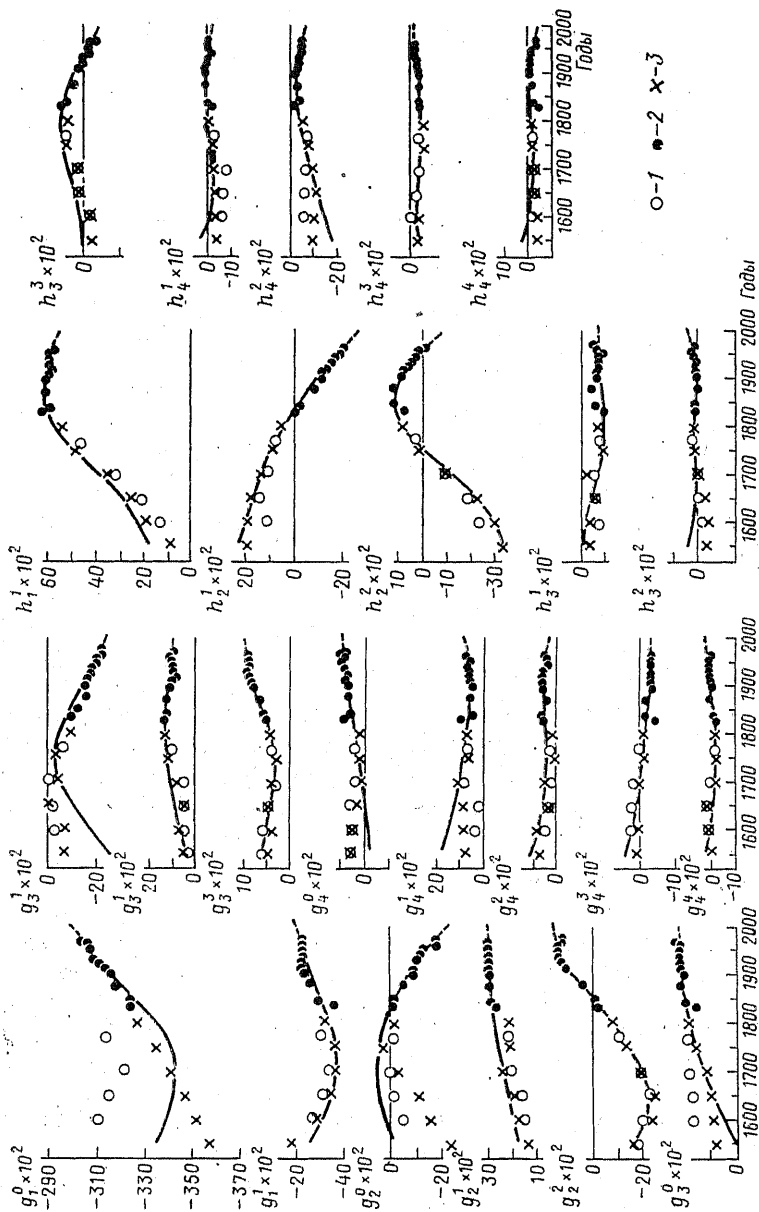


Рис. 18. Значения коэффициентов по анализам Т. Юкутаки (1), С. Брагинского (2) и сотрудников ИЗМИРАН СССР (3).
Кривые — результаты компонентных анализов.

$$T = g_1^0 \left\{ \left[\sum_{n=1}^N \sum_{m=0}^n (G_n^m \cos m\lambda + H_n^m \sin m\lambda) \left(\frac{R_E}{r} \right)^{n+2} P_n^m(\cos \theta) \right]^2 + \right. \\ \left. + \left[\sum_{n=1}^N \sum_{m=0}^n (G_n^m \cos m\lambda + H_n^m \sin m\lambda) \left(\frac{R_E}{r} \right)^{n+2} \frac{dP_n^m(\cos \theta)}{d\theta} \right]^2 + \right. \\ \left. + \left[\sum_{n=1}^N \sum_{m=0}^n (G_n^m \sin m\lambda - H_n^m \cos m\lambda) \left(\frac{R_E}{r} \right)^{n+2} \frac{mP_n^m(\cos \theta)}{\sin \theta} \right]^2 \right\}^{1/2}, \quad (124)$$

где $G_1^0 \equiv 1$, а остальные коэффициенты G_n^m , H_n^m уже определены по угловым данным. Значение g_1^0 находится из формулы (124). Если имеется несколько измеренных значений T , то за окончательную величину g_1^0 принимается среднее из полученных по отдельным измерениям. Найденное таким образом значение позволяет от относительных коэффициентов перейти к обычным g_n^m , h_n^m .

В отличие от описанного метода Т. Юкутаки определял абсолютные коэффициенты g_n^m , h_n^m сразу по совокупности старых инструментальных измерений D и j и археомагнитных определений j и T . На рис. 18 приведены коэффициенты g_n^m , h_n^m по результатам трех последних групп анализов. Для сравнения кривыми показаны результаты компонентных анализов. Несмотря на разные методики вычислений и неодинаковые исходные данные, оценки всех коэффициентов за старые годы согласуются достаточно хорошо. Наихудшее согласие отмечается для коэффициента g_1^0 . Хорошее согласие коэффициентов, вычисленных по «угловым» и компонентным анализам, подтверждает достоверность «угловых» анализов. Погрешность, с которой «угловые» анализы представляют наблюдаемые данные, составляет $\sim 2 \div 3^\circ$ для D , $3 \div 3,5^\circ$ для j и 500γ для T . Поскольку малы точность старых инструментальных измерений и археомагнитных оценок, количество наблюдений и распределены они крайне неравномерно по земному шару, то полученные результаты можно считать удовлетворительными. Совокупность сферических анализов за прошлые годы позволила изучить за 400-летний интервал перемещение геомагнитных полюсов и расположение магнитного центра Земли. Западный дрейф геомагнитных полюсов, происходил во всем интервале времени. В эпоху 1600 г. полюс находился на долготе $\sim 330^\circ$ Е. Широта полюса менялась мало. Магнитный центр находился ближе всего к географическому центру в эпоху 1800 г. ($r_M < 300$ км); в более старые годы r_M было значительно больше. Перемещение магнитного центра к северо-западу сохранялось, но скорость не была постоянной. В 1600—1700 гг. центр, вероятно, был в южном полушарии. Получены указания на циклический характер движения центра с полупериодом ~ 300 лет. Западный дрейф, проявляющийся в изменении фазовых углов отдельных гармоник, также имел место в течение всего периода, причем скорости его не были постоянными.

СТРУКТУРА МАГНИТНОГО ПОЛЯ ЗЕМЛИ

§ 1. Геомагнитное поле как сумма полей, созданных различными источниками

Рассмотрение мировых карт изолиний и карт изолиний отдельных районов, а также математический анализ приводят к заключению, что наблюдаемое магнитное поле на поверхности Земли H_T является суммой нескольких полей, имеющих различные причины, а именно: *поля, создаваемого однородной намагниченностью земного шара, называемого дипольным*, — H_0 , *поля, вызываемого внутренними причинами, связанными с неоднородностью глубоких слоев земного шара, получившего название недипольного*, — H_m (его называют также *полем мировых аномалий* ввиду большого пространства, которое оно захватывает), *поля, обусловленного намагниченностью верхних частей земной коры*, — H_a , *поля вызываемого внешними причинами*, — H_e и *поля вариации* — δH , причины генерации которого также связываются с источниками, расположенными вне земного шара, т. е.

$$H_T = H_0 + H_m + H_a + H_e + \delta H.$$

В дальнейшем мы будем придерживаться терминов «поле однородного намагничивания» и «поле мировых аномалий».

Сумма полей дипольного и недипольного, т. е. $H_0 + H_m = H$, образует главное магнитное поле Земли. Поле, обусловленное намагниченностью верхних частей земной коры, — H_a — представляет собой аномальное поле, которое подразделяется на поле регионального характера, распространяющееся на большие площади, и поле местного характера, ограниченное по простираанию на небольшую площадь. В первом случае оно называется *региональной аномалией* H'_a , во втором — *локальной аномалией* H''_a . Такое подразделение является чисто условным, и в некоторых случаях аномальное поле может быть разделено не на две составляющие (региональную и локальную), а на большее их число.

Часто сумму полей однородного намагничивания H_0 , поля мировых аномалий H_m и внешнего поля H_e называют *нормальным полем*, напряженность которого H_n , очевидно, равна $H_n = H_0 + H_m + H_e$. Так как H_e очень мало и практически им можно пренебречь, то нормальное поле в этом случае совпадает с главным магнитным полем. С этой точки зрения наблюдаемое поле, если исключить из него поле вариаций, является суммой нормального (или главного) и аномального, т. е. $H_T = H_n + H_a$.

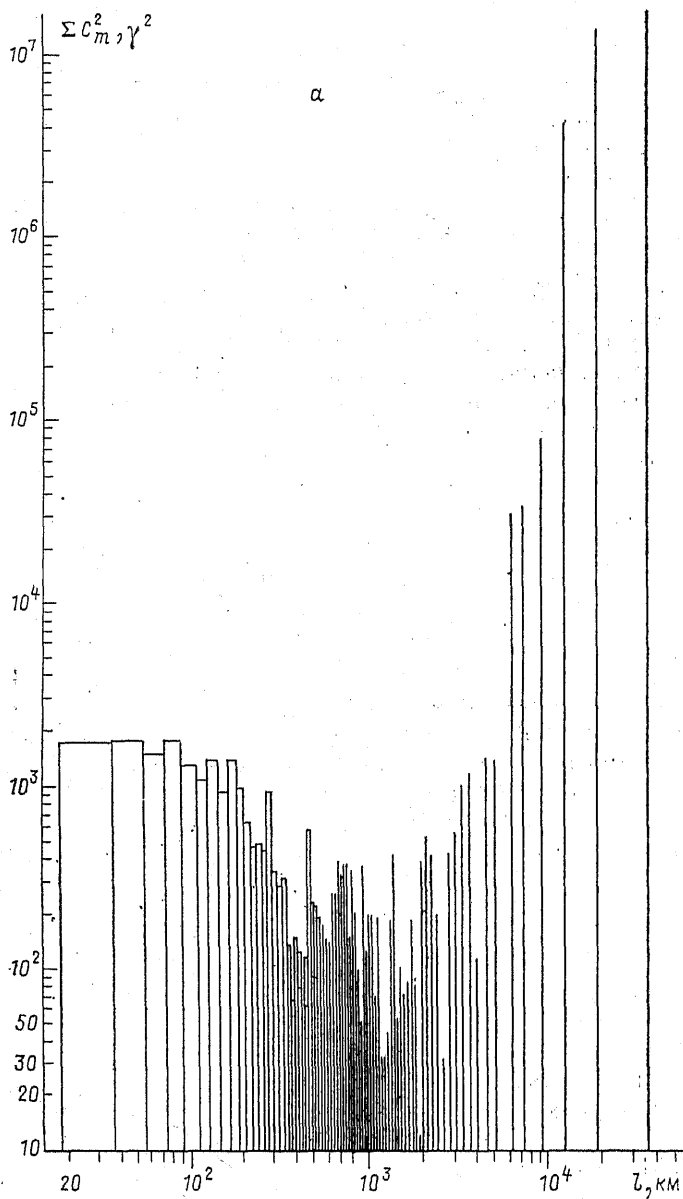
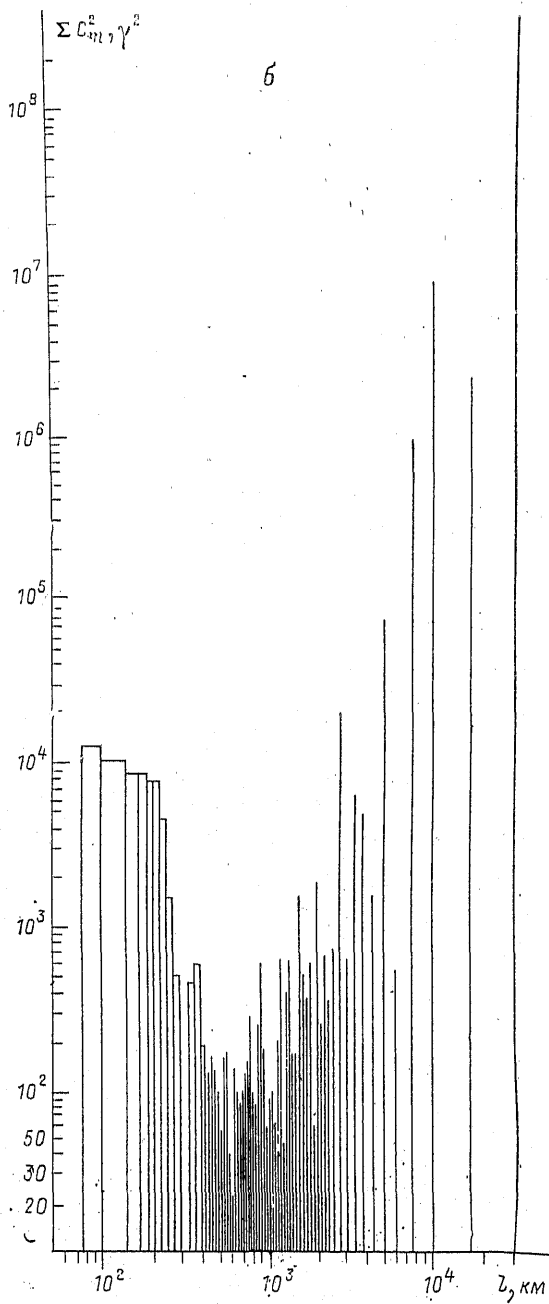


Рис. 19. Спектральная плотность модуля напряженности геомагнитного поля 40° ю. ш. вдоль кругового профиля.



между 10 и 60° с. ш. (Олдридж, 1965) (а) и по (Розе, 1970) (б):

Таким образом, если известно распределение нормального поля на поверхности Земли, то можно определить аномальную часть магнитного поля и тем самым подойти к вопросу об использовании магнитных съемок для решения чисто геологических задач, в частности, решить вопрос о структуре верхних слоев земной коры, который имеет чрезвычайно важное практическое значение. Однако в зависимости от того, какую аномалию требуется выделить — региональную или локальную, под напряженностью нормального поля следует понимать или сумму $H_0 + H_m + H_e$, или сумму $H_0 + H_m + H_e + H_a$. Точно также при выделении недипольного поля нормальным полем будет являться поле однородного намагничивания, т. е. дипольное H_0 .

Таким образом, понятие нормального поля является чисто условным в зависимости от того, для каких целей оно применяется.

Для разделения наблюдаемого поля на главное и аномальное необходимы данные о распределении магнитного поля на достаточно большом участке земной поверхности.

§ 2. Методы разделения поля на составляющие

Задача разделения наблюдаемого магнитного поля на поверхности Земли на составляющие — нормальное и аномальное — с математической точки зрения является неопределенной, так как такое разделение возможно бесконечным числом способов. Для того чтобы она имела однозначное решение, необходимы сведения об источниках каждой из составляющих земного поля. В настоящее время установлено, что источниками магнитных аномалий являются намагниченные горные породы, залегающие на глубинах, очень малых по сравнению с радиусом земного шара, а об источнике главного магнитного поля можно предполагать, что он находится на глубине, большей половины радиуса земного шара.

Многочисленные экспериментальные данные позволяют построить математическую модель магнитного поля Земли, основанную на формальном изучении его структуры. Исследования пространственного спектра магнитного поля Земли (модуля вектора полной напряженности поля и его вертикальной составляющей) вдоль профилей, опоясывающих земной шар приблизительно по 20° с. ш. и 40° ю. ш., проведенные Л. Олдриджем и Е. Розе, показали в спектре в диапазоне длин волн приблизительно от 500 до 3000 км (рис. 19) наличие заметного минимума [124, 154].

Наличие минимума в спектре поля наводит на мысль о том, что в коэффициентах разложения магнитного поля Земли в ряд Гаусса также должен быть минимум. Многочисленные работы по сходимости ряда Гаусса, среди которых необходимо выделить работы Г. Фанзелау, В. Колесовой и Э. Кропачева, выполнивших разложение до 15-й и 23-й гармоник соответственно [87, 88, 195], показывают, что качество исходного экспериментального материала в объеме всего земного шара позволяет проводить разложение составляющих поля X , Y , Z в ряд Гаусса лишь до 9-й гармо-

ники. Необходимость использования ограниченного ряда Гаусса приводит к некоторому «недопредставлению» главного поля Земли.

Косвенным подтверждением наличия минимума в пространственном спектре магнитного поля Земли служит изменение дисперсии сглаженного общего поля H_T относительно поля девяти гармоник ряда Гаусса в зависимости от длины интервала, принятого для скользящего сглаживания поля вдоль протяженных профилей на территории СССР (рис. 20). Коэффициенты ряда Гаусса при этом были уточнены по данным советского искусственного спутника земли «Космос-49». Заметим, что связь между наибольшей длиной волны λ , которая сохраняется в карте аномального магнитного поля, и наивысшей гармоникой порядка n , которая включается в главное поле Земли, определяется выражением $\lambda = C/n$, где C — длина окружности Земли.

Если 9-я гармоника включена в нормальное поле, то наиболее длинноволновая часть аномального поля должна быть представлена 10-й гармоникой, которой соответствует длина волны 4000 км. Из рис. 20 видно, что сглаженное (нормальное) поле, полученное скользящим осреднением, уже при длине интервала около 400 км практически (с расхождением не более 70γ) совпадает по величине с главным полем Земли, представленным рядом длиной в девять гармоник. Из этого обстоятельства следует, что минимум спектра поля приходится на диапазон длин волн от ~ 400 до ~ 4000 км.

Вопрос о наличии минимума в пространственном спектре геомагнитного поля будет уточняться по мере появления новых высокоточных экспериментальных данных. Однако уже имеющиеся в настоящее время сведения позволяют поддержать гипотезу резкого отличия глубин залегания источников главного и аномального магнитных полей Земли. Именно она и дает нам возможность выделить из общего поля его аномальную часть, основываясь на теореме Гаусса, из которой следует, что для любой поверхности, окружающей намагниченное тело:

$$\oint \frac{\partial U}{\partial n} dS = \iint (\mathbf{H}, d\mathbf{S}) = 0.$$

Это равносильно тому, что среднее значение нормальной составляющей напряженности магнитного поля, взятое по всей замк-

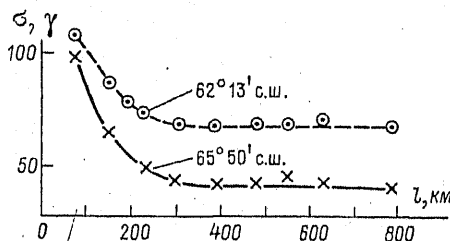
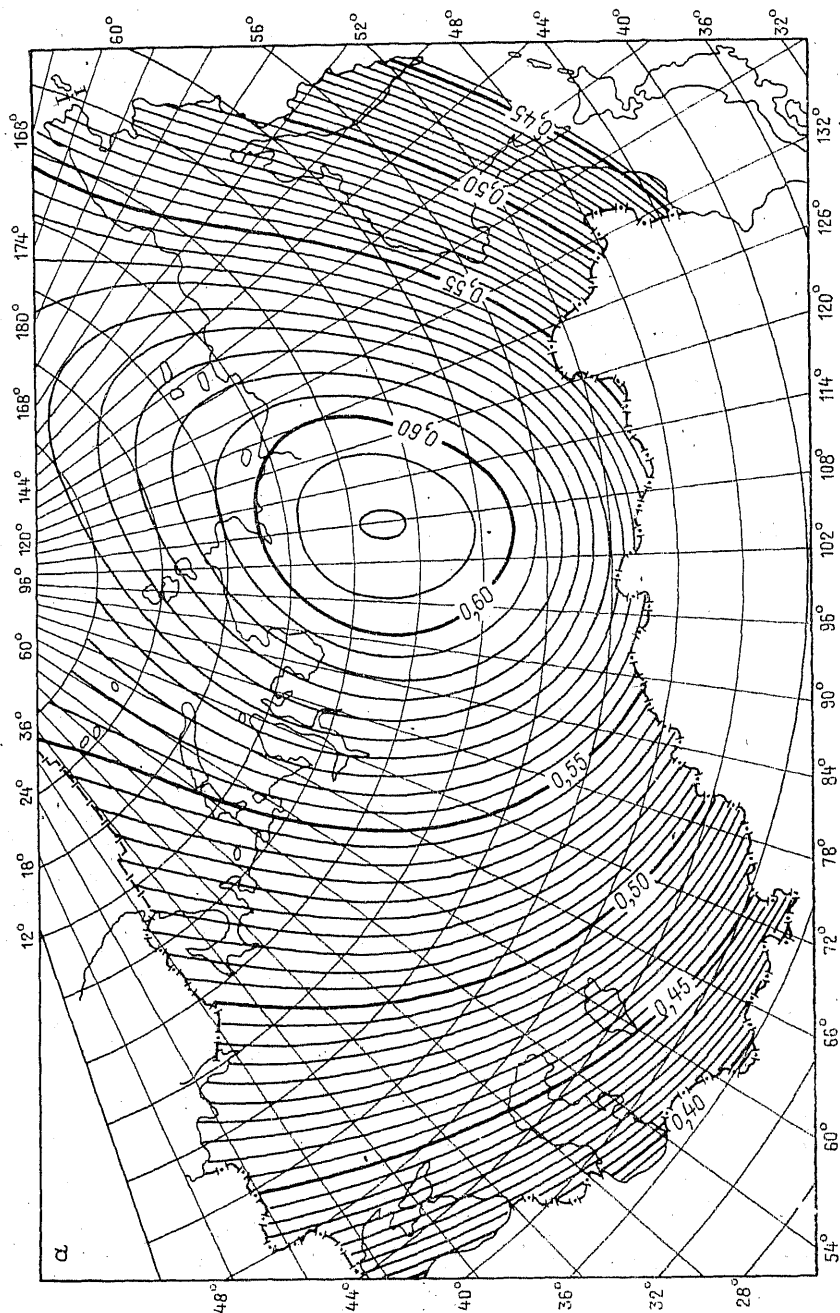


Рис. 20. Зависимость стандартного отклонения сглаженного поля по отношению к синтезированному полю от длины интервала осреднения (Симоненко, Горщикова, 1970).



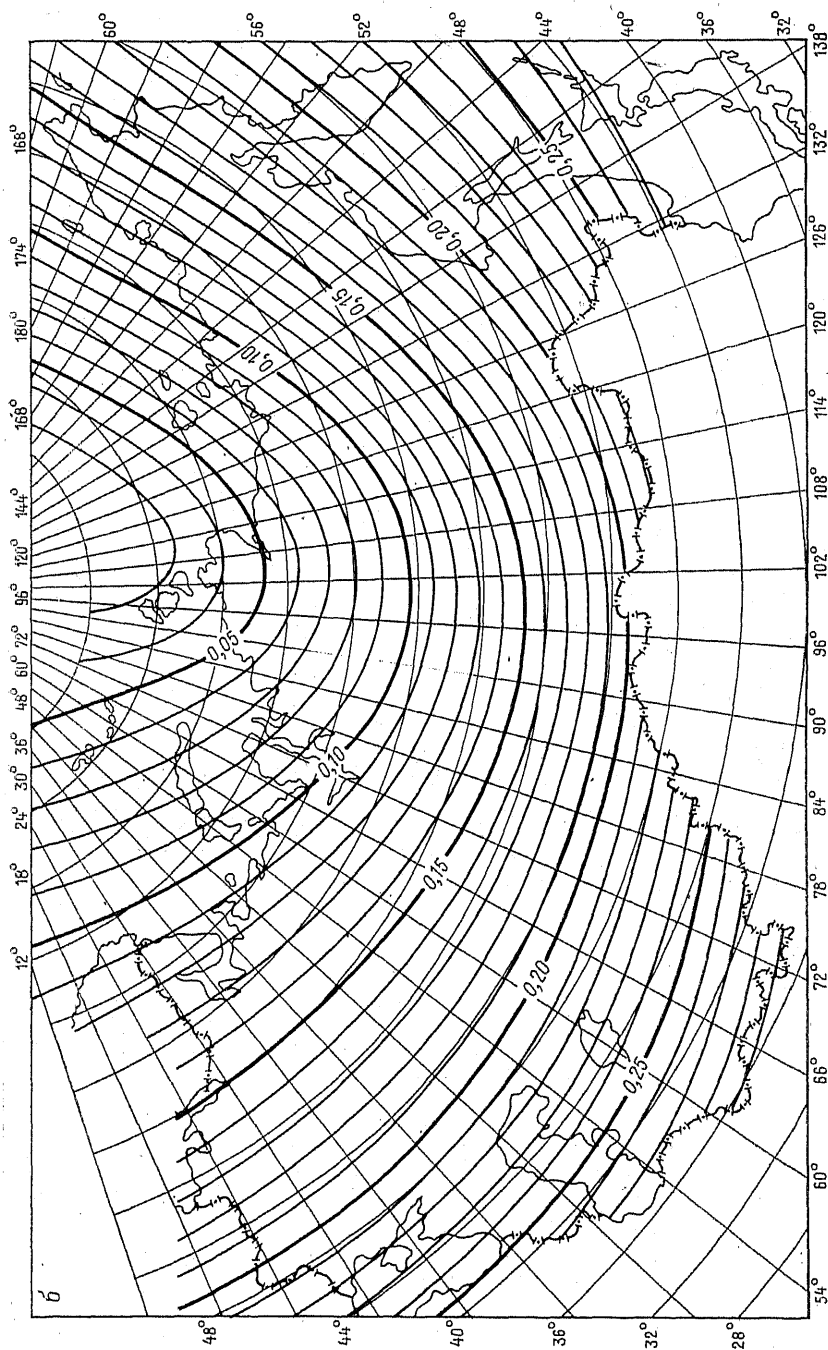


Рис. 21. Карта нормального поля на территории СССР для эпохи 1965 г. (Винц, Почтарев, 1965).
а, б — вертикальная и горизонтальная составляющие соответственно; значения изолний приведены в эрстеддах.

нутой поверхности, равно нулю. При нахождении среднего значения $\partial U/\partial n$ для намагниченных тел, расположенных вблизи земной поверхности, интегрирование по всей поверхности земного шара можно заменить интегрированием (суммированием) по некоторой ее части, так как вдали от эпицентра залегающих тел магнитное поле, создаваемое этими телами, будет ничтожно мало. Поэтому, чтобы исключить аномальное поле, достаточно вычислить среднее значение вертикальной составляющей на площади распространения аномалий. В этом случае вертикальная составляющая аномального поля станет равной нулю, а среднее значение нормального поля будет совпадать со средним значением суммарного поля.

В зависимости от площади, на которой производится осреднение элементов земного магнетизма, исключаются те или иные аномалии, источники которых залегают на глубине, не превосходящей определенной величины h . Ясно, что чем больше площадь осреднения, тем больше величина h . Однако в практике советской магнитной картографии для построения карт нормального поля широко применяется метод графического сглаживания изолиний, построенных по данным наблюдений в отдельных точках. При этом следует иметь в виду, что при самом построении таких изолиний уже производится их сглаживание, так как в промежутках между двумя точками, в которых нанесены наблюденные значения элемента, принимается, что поле меняется по линейному закону. И чем больше масштаб карты, тем сильнее производится такое сглаживание.

По методу графического сглаживания строятся мелкомасштабные карты нормальных полей элементов земного магнетизма для территории СССР и мира. На этих картах отсутствуют аномалии, связанные с намагниченностью геологических образований верхней части земной коры. Карты вертикальной и горизонтальной составляющих нормального поля территории СССР, построенные таким образом для эпохи 1965 г., представлены на рис. 21. На рис. 22 показано нормальное поле H_n эпохи 1965 г., полученное скользящим осреднением наблюденных значений вдоль маршрутов опорной аэромагнитной сети СССР [50, 127].

Можно с уверенностью сказать, что построенное методом графического сглаживания нормальное поле в пределах погрешности его построения соответствует главному полю Земли, т. е. сумме дипольного и недипольного полей. Если нормальное поле и включает в себя крупные региональные аномалии, величина их должна быть порядка погрешности построения нормального поля. Нормальное поле модуля вектора напряженности H_T , показанное на рис. 22, служит базисом для выделения аномального поля по данным аэромагнитных съемок СССР независимо от их масштаба.

§ 3. Недипольная и аномальная части главного магнитного поля

Недипольное поле. Аналитический метод разложения потенциала магнитного поля Земли в ряд дает возможность количественно разделить наблюдаемое поле на поле однородного намагничивания (дипольное) и поле, соответствующее неоднородной его части (недипольное), называемое иногда полем мировых или материковых аномалий. Для этого, вычислив по формулам (84) поле однородного намагничивания и воспользовавшись картами нормального магнитного поля Земли, путем вычитания первого из второго мы получим недипольное поле. Впервые выделение недипольного поля было произведено в 1899 г. Л. Бауэром [161] для эпохи 1885 г. С тех пор накопился громадный материал по наблюдению элементов земного магнетизма, что дало возможность многим исследователям построить магнитные карты, которые более точно отразили истинное поле Земли. В связи с этим необходимо было повторить вычисления недипольного поля и построить для него карты, отнесенные к современной эпохе. Такие карты для эпох 1907, 1912 и 1942 гг. были составлены Е. Вестингом и др. [194, 301], одна из них для эпохи 1942 г. приведена на рис. 23. Как видно из рисунка, поверхность Земли разбивается изолиниями на шесть областей. Векторы горизонтальной составляющей не являются самостоятельными, а подчинены изолиниям Z-составляющей, будучи направленными к центру аномалий Z-компоненты или от центра. Это указывает на то, что центральная часть области изолиний является источником силовых линий, которые либо входят туда, либо выходят оттуда. Поэтому недипольное поле (мировые аномалии) можно рассматривать как следствие залегания под центрами аномалий громадных намагниченных масс или мощных вихревых токов. Однако прежде чем сделать такое заключение, необходимо установить, являются ли мировые аномалии действительным фактом или же представляют результат формальной обработки наблюдений. То положение, что вектор любой физической величины можно разложить на два произвольных вектора, не дает еще основания приписывать каждому из них физическую реальность.

Реальность мировых аномалий, если их нельзя доказать непосредственно, может быть установлена путем доказательства существования дипольной части магнитного поля Земли, получаемой из разложения Гаусса, так как мировые аномалии являются результатом вычитания этого поля из наблюдаемого. Однако и здесь прямых доказательств нет. Косвенным указанием мог бы служить лишь факт зависимости некоторых явлений земного магнетизма и полярных сияний от геомагнитной широты, которые, как было указано выше, связаны с осью однородного намагничивания. Однако тот же метод разложения потенциала в ряд показывает, что на больших расстояниях от центра Земли, при любом намагничивании, магнитное поле эквивалентно полю диполя, поэтому на вы-

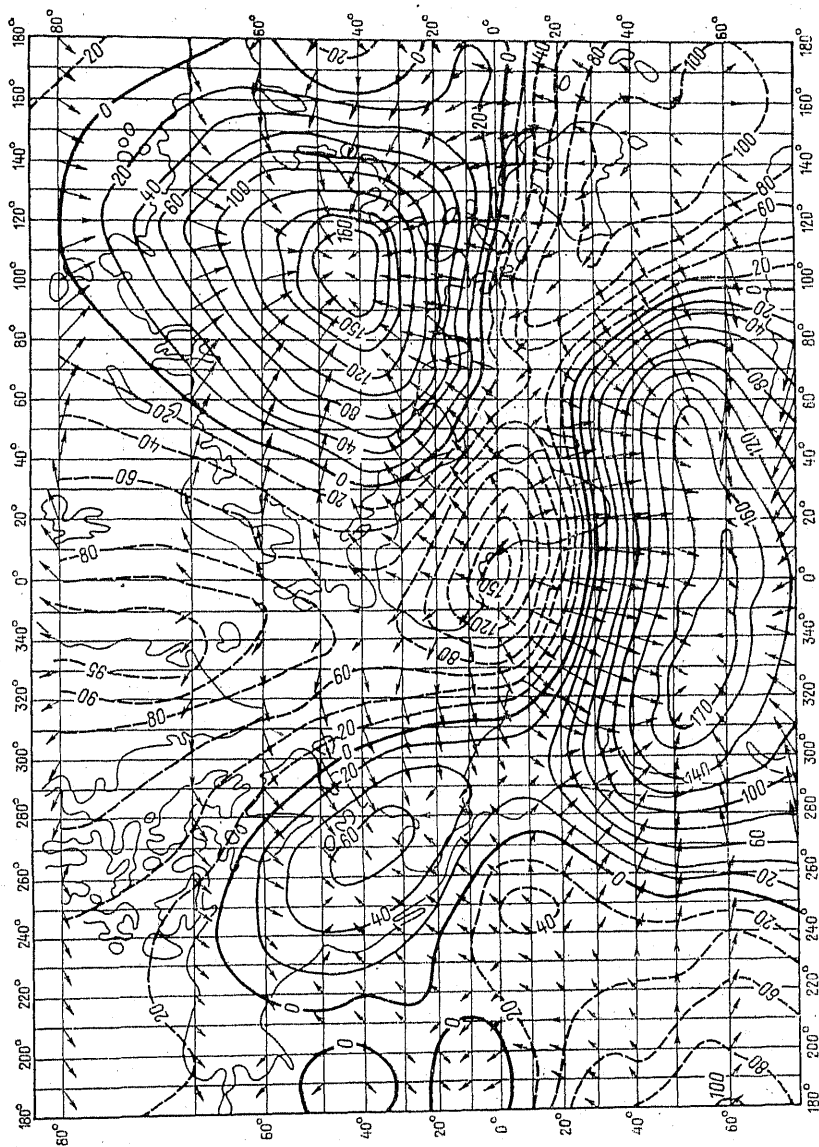


Рис. 23. Вертикальная составляющая поля мировых аномалий для эпохи 1942 г. (Вестин, 1947).
Стрелками показана горизонтальная составляющая; значения приведены в миллиэрстедах, отрицательным значениям соответствуют пунктирные изолинии.

сотах, где происходят полярные сияния, магнитное поле Земли может быть дипольным независимо от того, намагничена земная поверхность однородно или нет.

Глубину залегания магнитных масс или токов, как было показано выше, нельзя определить из одного лишь распределения поля на поверхности Земли. Оба вопроса — что является источником аномалий и на какой глубине они находятся — взаимосвязаны, так как ниже 100 км породы вряд ли могут быть в намагниченном состоянии. Так, если допустить, что источником магнитных аномалий являются намагниченные породы, то глубина их залегания не может быть больше 100 км, если же это не так, то источники должны находиться там, где проводимость высокая, а это возможно лишь вблизи ядра, т. е. на глубине половины земного радиуса (~ 3000 км).

Наиболее полное и всестороннее решение задачи об источниках мировых аномалий было дано Е. Вестином с коллегами [301]. Расчет токовой функции произведен ими для главного магнитного поля Земли ($H_T = H_0 + H_m$) по той же формуле, что и для остаточной его части H_m , т. е. поля мировых аномалий. Расчет производился для глубин: 0, 1000, 2000, 3000 км. На рис. 24 а показаны системы токов, которые должны протекать по поверхности сферы на глубине 3000 км, чтобы создать главное магнитное поле, а на рис. 24 б — поле мировых аномалий. Из свойства аддитивности магнитного поля, образованного токами, следует, что система токов главного магнитного поля (см. рис. 24 а) должна быть суммой токов остаточного поля (см. рис. 24 б) и токов, вызывающих однородную намагниченность Земли. Последняя будет определяться токовой функцией согласно уравнению (79), в котором следует положить $n=1$, т. е.

$$\mu_0 = \frac{I}{c} = \frac{3R_E}{4\pi} (g_1^0 \cos \theta + g_1^1 \sin \theta \cos \lambda + h_1^1 \sin \theta \sin \lambda) \left(\frac{R_E}{r} \right)^2 = \\ = 6M \cos \varphi / 4\pi r^{2*},$$

где φ — угол между магнитной осью и направлением на данную точку. Следовательно, I — не что иное, как величина, пропорциональная потенциалу диполя. Поэтому изопотенциальные линии токовой функции, соответствующей однородной намагниченности, будут концентрическими окружностями, расстояние между которыми возрастает по направлению к полюсам обратно пропорционально $\cos \varphi$.

Таким образом, математический анализ данных наблюдений магнитного поля на земной поверхности приводит к альтернативе: главное магнитное поле может выражаться либо одной системой токов, представленной на рис. 24 а, либо двумя системами, не зависящими друг от друга: системой, соответствующей

* Коэффициенты $g_n^m \equiv p_n^m$ и $h_n^m \equiv q_n^m$ (см. гл. 1).

рис. 24 б, и системой, соответствующей уравнениям (84). Какая из возможностей более реальна, в настоящее время решить нельзя. Современная теория происхождения главного магнитного поля, как будет показано ниже, еще не дает ответа на этот вопрос. Поэтому приходится рассматривать разделение главного магнитного поля на дипольную и недипольную части как чисто формальную операцию, удобную во многих случаях при рассмотрении различных геофизических явлений.

Наиболее важным фактом, позволяющим однозначно решить проблему залегания источников мировых аномалий, или, иначе, недипольной части главного магнитного поля Земли, является наличие западного дрейфа, под которым понимается перемещение всей системы изолиний мировых аномалий с востока на запад. Этот факт основывается на сопоставлении карт изолиний мировых аномалий, построенных для разных эпох.

Наиболее достоверные данные относятся к аномалиям, расположенным в северном полушарии, где имеется наибольшее число пунктов наблюдений, и наименее достоверные — к аномалиям южного полушария, где наблюдения крайне редки.

Подробный анализ карт Е. Вестина был произведен Э. Буллардом [171], который установил, что вся недипольная часть главного поля смещается к западу со скоростью $0,18 \pm 0,015^\circ$ в год, что и является результатом западного дрейфа. По оценке И. Золотова [81], дрейф недипольной части поля составляет $0,21^\circ$ в год. Кроме того, Е. Вестином установлено менее значительное смещение геомагнитного поля к северу (дрейф эксцентричного диполя вокруг оси, перпендикулярной оси вращения Земли, и в плоскости меридиана $\lambda = 264^\circ \text{E}$) [317]. Ясно, что дрейф, т. е. перемещение мировых аномалий вдоль земной поверхности, должен быть связан с перемещением их источников. Земная же кора, где могли бы находиться эти источники, остается неподвижной, а если и перемещается относительно ядра, то такое перемещение наблюдать невозможно, а следовательно, нельзя заметить и перемещение источников аномалий. Поэтому единственной возможностью объяснить происхождение мировых аномалий является гипотеза о наличии токов вихревого характера на границе ядро — оболочка. В этом случае перемещение фокуса недипольной части магнитного поля вполне обосновывается различной скоростью вращения ядра и оболочки.

Аномальное поле. Основным критерием наличия магнитной аномалии в данном районе является заметное изменение в нем градиентов элементов земного магнетизма. Если градиент нормального поля, как было уже показано в гл. 3, составляет несколько гамм на километр, то градиент аномального поля, которое на несколько порядков меньше нормального H_n , может достигать десятков и сотен гамм на километр. В настоящее время твердо установлено, что причинами локальных аномалий являются горные породы, обладающие повышенными магнитными свойствами. Эти породы, находясь в магнитном поле Земли, намагничиваются и создают

добавочное поле. Наблюдения показывают, что намагниченность пород часто превышает величину, определяемую уравнением $J_1 = \kappa H_T / (1 + \kappa N)$, где κ — восприимчивость пород, устанавливаемая лабораторными измерениями; N — коэффициент размагничивания тела, создающего магнитную аномалию; H_T — напряженность магнитного поля Земли. Величина J_1 , которую в дальнейшем будем называть *индуцированной*, иногда в десятки раз меньше величины, наблюдаемой в горных породах, взятых в их естественном залегании. Разность между наблюдаемой величиной и индуцированной получила название *естественной остаточной намагниченности* J_n . Вектор J_n , как правило, не совпадает по направлению с вектором H_T , и отклонения могут достигать в некоторых случаях до 180° , т. е. геологическое тело может оказаться намагниченным противоположно земному полю.

Небольшие отклонения вектора J от вектора H_T в пределах $10 \div 15^\circ$ можно объяснить тем, что коэффициент размагничивания N , как это будет показано в гл. 7, имеет тензорный характер. При больших углах отклонения причину следует искать в чем-то другом. В зависимости от того, в каком направлении намагничено тело, аномальное поле над ним может иметь то или иное направление. Если вертикальная составляющая аномального поля над телом совпадает по направлению с вертикальной составляющей нормального поля, то такую аномалию принято считать *положительной*, в противном случае — *отрицательной*. Классическим примером положительных аномалий, связанных с железорудными месторождениями, являются Курская магнитная аномалия (рис. 25) и аномалия Кривого Рога. Отрицательные аномалии наблюдаются в Ангаро-Илимском районе над вулканическими «трубками взрыва» на Сибирской платформе, над некоторыми дайками диабазов и жерлами древних вулканов в Центральном Казахстане (рис. 26). На рис. 26 показана отрицательная аномалия по профилю, пересекающему жерло одного из палеовулканов Центрального Казахстана. Аномалия обусловлена обратным намагничиванием пород, заполняющих жерло (вектор намагниченности пород направлен вверх, причем в точках 3 и 4 отношение J_n/J_1 достигает 20).

Обратное направление естественной остаточной намагниченности горных пород наиболее просто может быть объяснено неоднократными инверсиями магнитного поля Земли в геологическом прошлом. В некоторых же случаях образование обратной намагниченности может быть вызвано самообращением вектора в результате определенных физико-химических процессов. Более подробно вопрос о природе естественной остаточной намагниченности горных пород будет изложен в гл. 7.

Детальная характеристика аномального магнитного поля территории СССР получена в результате систематических аэромагнитных съемок, выполненных в основном с помощью феррозондовых аэромагнитометров.

Измерения с феррозондовыми магнитометрами позволяют найти величину аномального приращения модуля вектора напря-

женности геомагнитного поля, обозначаемую обычно $(\Delta T)_a$. При условии, если аномальное поле T_a значительно меньше нормального H_n , как это и имеет место в действительности, величину $(\Delta T)_a$ в первом и достаточном для практики приближении можно рассматривать как проекцию вектора аномального поля T_a на направление нормального поля H_n . В этом случае величина $(\Delta T)_a$ связана линейной зависимостью с ортогональными составляющими H_a и Z_a аномального магнитного поля. Действительно, как это видно из рис. 27, величина $(\Delta T)_a$ может рассматриваться как сумма проекций компонент H_a и Z_a на направление нормального магнитного поля Земли:

$$(\Delta T)_a = Z_a \sin j + H_a \cos j \cos \varphi,$$

где j — магнитное наклонение; φ — угол между вектором H_a и магнитным меридианом.

Относительные величины ΔT , определяемые с помощью феррозондовых приборов, увязаны с опорными профилями, выполненными с помощью протонных магнитометров, позволяющих измерять полные значения T . Пример изменения T вдоль одного из опорных маршрутов приведен на рис. 28, где показано и нормальное магнитное поле, полученное скольльзящим сглаживанием наблюдаемого поля T , а также поле T , синтезированное по результатам сферического гармонического анализа при $n=9$.

По данным аэромагнитных съемок выявлены закономерности в распределении магнитных аномалий в пределах различных геологических регионов. На рис. 29 показана схематическая карта изолиний аномального магнитного поля $(\Delta T)_a$ европейской части Советского Союза. Мелкий масштаб карты не позволяет воспроизвести локальные аномалии поперечником 10 км и менее. На

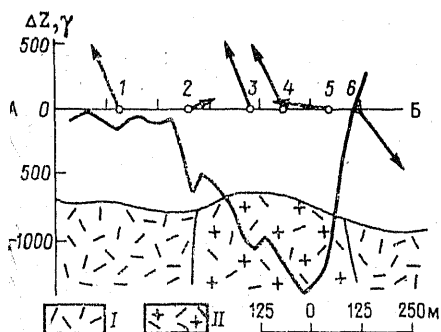


Рис. 26. График ΔZ и геологический разрез через жерло одного из палеовулканов Центрального Казахстана. I — покровные образования (диабазовые лавы); II — жерловые образования (раскристаллизованные диабазовые лавы); цифры на оси AB — номера точек наблюдения.

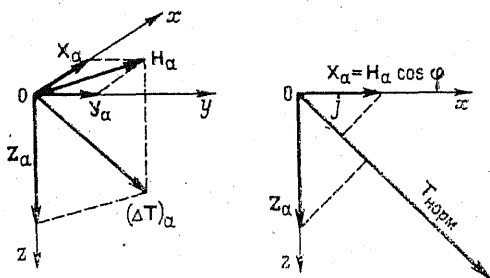


Рис. 27. Соотношение между величинами $(\Delta T)_a$, H_a и Z_a .

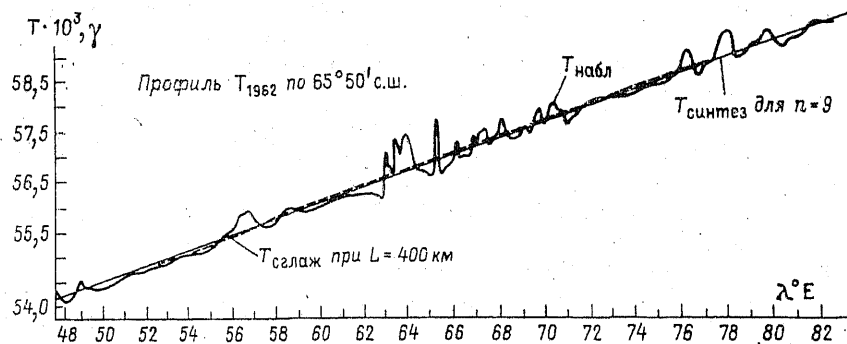


Рис. 28. Наблюдаемое, сглаженное и синтезированное поле T вдоль профиля по $65^{\circ}50'$ с. ш.

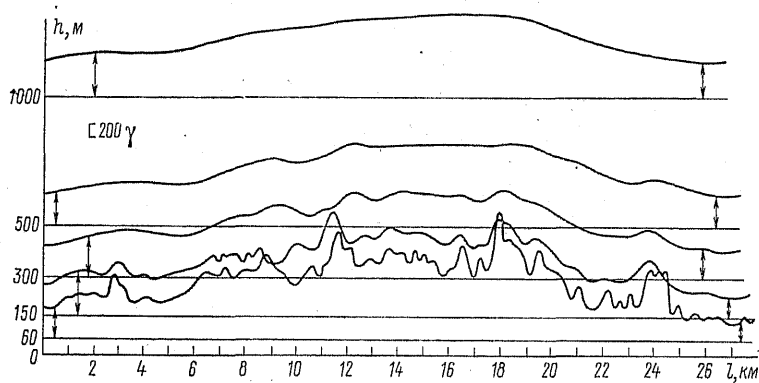


Рис. 30. Результаты магнитной съемки на различных высотах (Кольский полуостров).
Стрелками указана привязка к высоте.

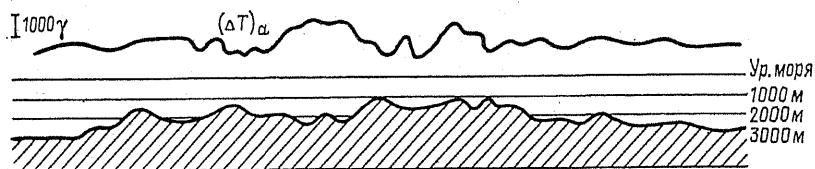


Рис. 31. Кривая $(\Delta T)_a$ над центральной частью срединно-океанического поднятия по наблюдениям на шхуне «Заря» (1964 г.).
Рельеф дна океана получен по записи эхолота.

древних щитах такие аномалии связаны с различно намагниченными геологическими образованиями, выходящими на поверхность. Локальные аномалии быстро затухают с удалением от земной поверхности. На рис. 30 приведены результаты аэромагнитной съемки, выполненной на различных высотах, для небольшого отрезка одного из профилей, пересекающих Кольский полуостров. Аномалии с поперечником менее 1 км практически не фиксируются уже на высоте 500 м.

Таким образом, в аномальном магнитном поле океанов, где удаление намагниченных геологических образований от поверхности измерений достигает нескольких километров, не могут быть обнаружены локальные особенности поля, подобные описанным выше на Кольском полуострове. Лишь над центральной частью срединно-океанических поднятий, при относительно небольшой глубине дна океана (1—1,5 км), отмечаются аномалии с поперечником 3—4 км; над глубоководной же частью океана ширина аномалий возрастает до 20—25 км. На рис. 31 приведена кривая $(\Delta T)_a$ по профилю, пересекающему срединно-океанический хребет в северной Атлантике.

Свойства аномального магнитного поля принято характеризовать с помощью автокорреляционной функции $R(\tau, x)$. Автокорреляционная функция описывает степень статистической связи между двумя сечениями случайного процесса, т. е. степень зависимости между значениями случайной функции, смещенными друг относительно друга на расстояние τ . В том случае, когда процесс является стационарным (что присуще аномальному магнитному полю вдоль профиля, пересекающего единый геологический регион), автокорреляционная функция не зависит от координаты x , а является функцией только сдвига τ и определяется как

$$R(\tau) = \lim (1/T) \int_0^T H(x)H(x + \tau) dx,$$

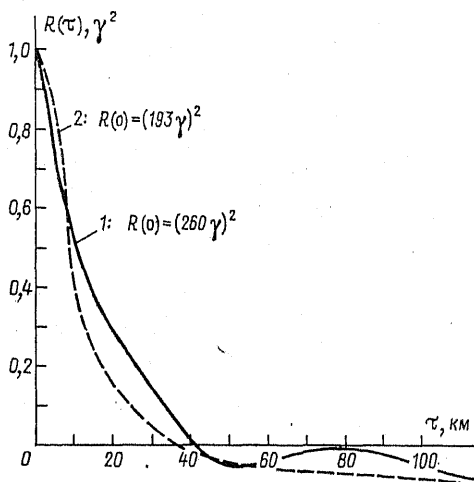
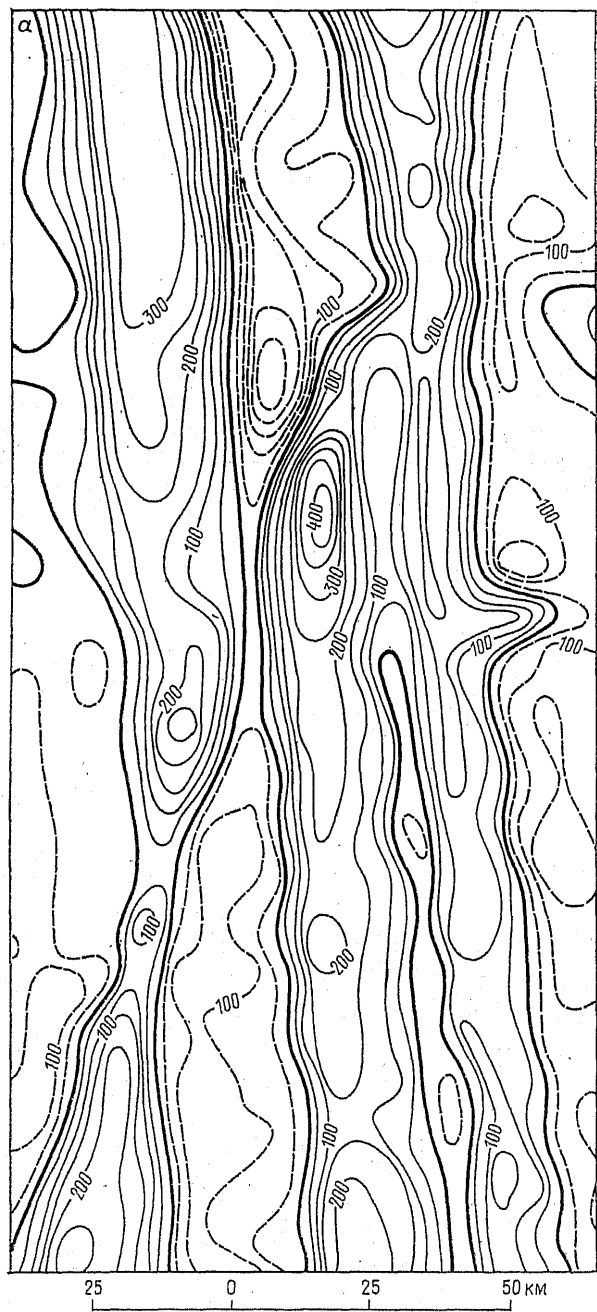


Рис. 32. Автокорреляционные функции $R(\tau)$ аномального магнитного поля по профилю вдоль 56° с. ш. (территория СССР) (1) и вдоль морского кругового профиля по $\sim 40^\circ$ ю. ш. (2).



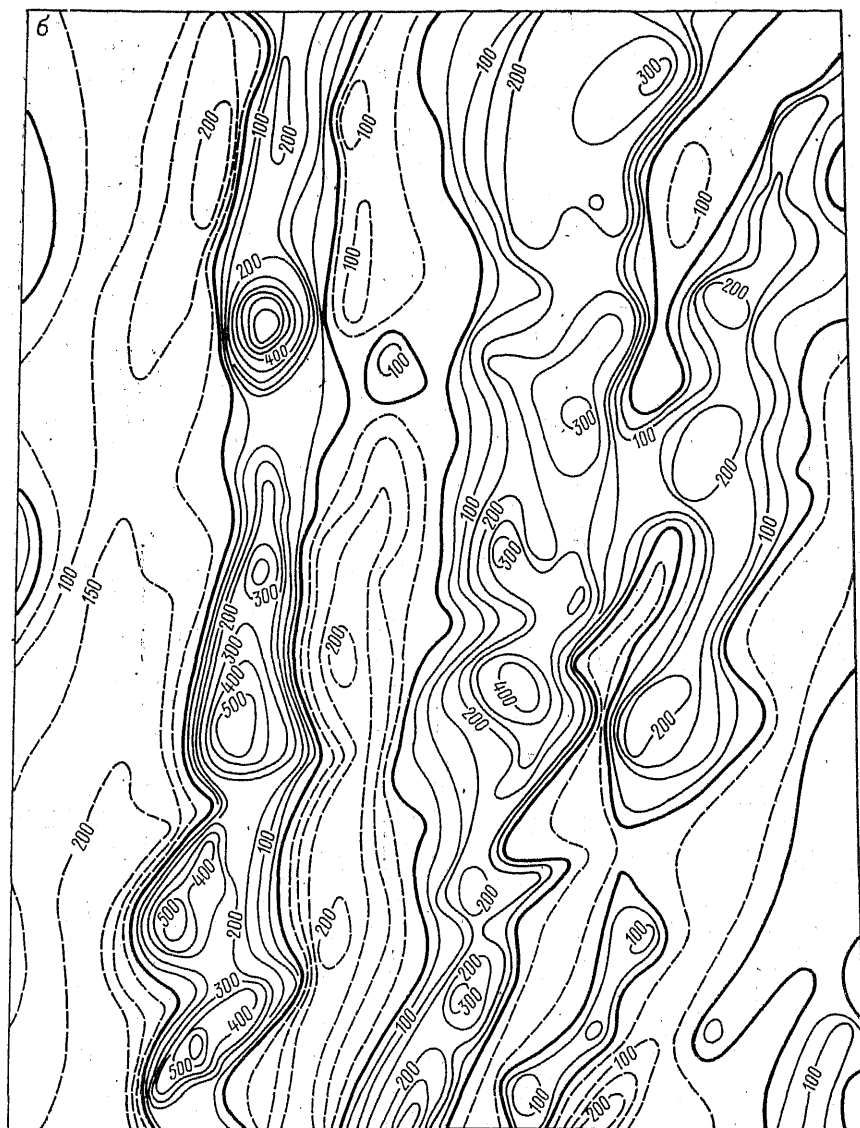
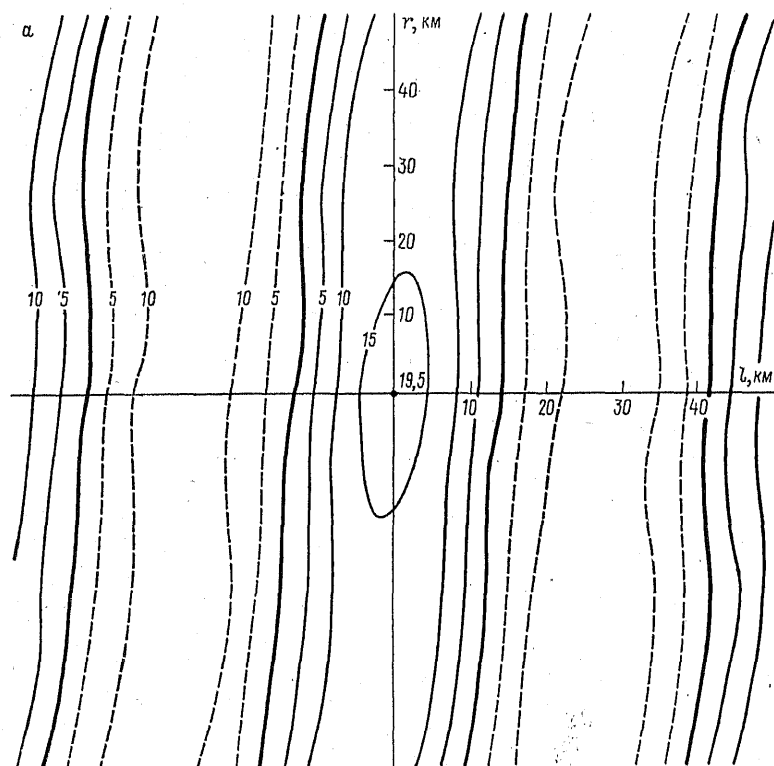


Рис. 33. Поле $(\Delta T)_a$ над участком Тихого океана (а) и над Средним Уралом, пересчитанное на высоту 4 км (б).

Значения изолиний приведены в гаммах, сплошные изолинии — положительные значения, пунктирные — отрицательные.

где T — интервал интегрирования. Используя известное соотношение Винера—Хинчина, из выражения для автокорреляционной функции можно получить спектральную плотность аномального поля.

Радиус корреляции τ_0 , определяемый как интеграл от нормированной автокорреляционной функции, дает то расстояние вдоль профиля измерений, на котором значения аномального магнитного поля являются статистически независимыми. При значении



$\tau=0$ ненормированная автокорреляционная функция $R(0)$ определяет дисперсию аномального магнитного поля, первое пересечение $R(\tau, x)$ с осью абсцисс — радиус нулевой корреляции τ_0 .

Вид автокорреляционных функций для профиля $(\Delta T)_a$ вдоль 56° с. ш., пересекающего почти всю территорию СССР, и для кругового океанического профиля по 40° ю. ш. приведен на рис. 32. Для земной коры в целом $R(0) \sim (190\gamma)^2$ и $\tau_0 \approx 40$ км (при общей длине использованных магнитных профилей 150 тыс. км).

Для разнотипных участков внутри континентов и океанов параметры функции $R(\tau)$ могут отличаться более чем на порядок.

Это обстоятельство позволяет производить районирование особенностей магнитного поля, что имеет большое значение при выяснении тектонического строения крупных геологических регионов.

Полное представление особенностей аномального поля отдельно с ограниченных участков коры можно получить из двумерного корреляционного анализа поля. Соответствующие вычисления двумерной функции $R(\tau)$ для одного из участков Тихого океана и Среднего Урала дали возможность объективной оценки дисперсии и степени анизотропии аномального магнитного поля. На рис. 33 показаны характерные «полосчатые» магнитные поля над глубоководным участком Тихого океана и над Средним Уралом, причем в последнем случае поле было пересчитано на высоту 4 км так, чтобы получить равное удаление от источников аномалий континентальной и океанической коры. На рис. 34 показаны изолинии вычисленных автокорреляционных функций для обоих участков аномального поля. Обращает на себя внимание сходство полей на рис. 33 и соответственно сходство формы изолиний функции на рис. 34. Дисперсия поля над океаническим участком составляет $(143 \gamma)^2$, для Урала — $(173 \gamma)^2$, величина τ_0 вкrest простирания аномалий равна 13,5 и 12,5 км соответственно. Приведенные дан-

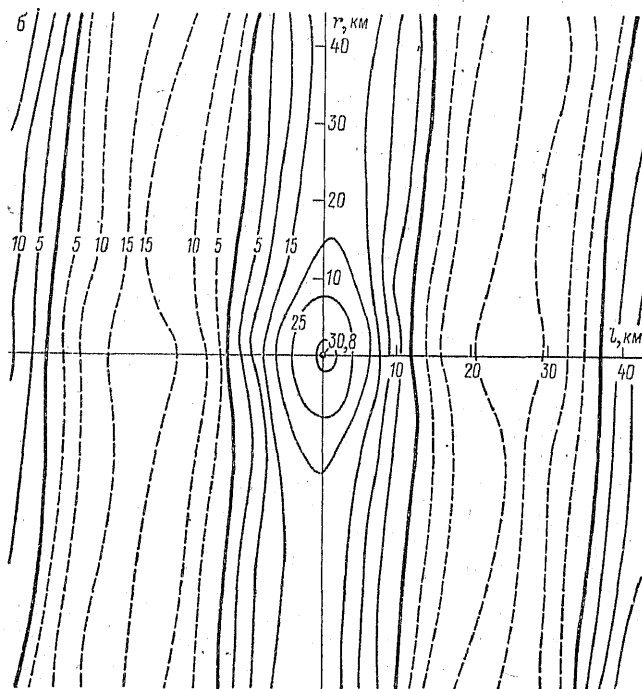


Рис. 34. Изолинии значений $R(\tau)$, вычисленных для поля $(\Delta T)_a$ над участками Тихого океана (а) и Среднего Урала (б).

Оцифровка изолиний сделана в тысячах гамм в квадрате.

ные показывают возможность описания основных закономерностей распределения аномального магнитного поля Земли с помощью его двумерной корреляционной функции.

Аномальное магнитное поле имеет сложный характер, представляя собой сумму нескольких составляющих, имеющих самостоятельное геологическое значение. По наиболее локальным аномалиям можно найти глубины залегания верхних кромок тел, наиболее близко расположенных к поверхности наблюдений. При рассмотрении аномального поля платформенных областей, где кристаллический фундамент погружен на глубину в несколько километров под покров практически немагнитных осадочных отложений, можно оценить глубину залегания поверхности фундамента, содержащего магматические и метаморфические образования, обладающие повышенной намагниченностью.

Результаты аэромагнитных съемок СССР, так же как и Северной Америки, широко используются для составления схем изоглубин поверхности фундамента платформенных областей. Погрешность построения таких схем, судя по данным глубокого бурения и сейсмических исследований, оценивается в среднем в 15%.

При построении схем изогипс поверхности фундамента используются сведения только о наиболее мелко залегающих телах. Для получения же «геомагнитного разреза» земной коры в целом вычисляют глубины залегания тел и их намагниченность по всем аномалиям, зафиксированным съемкой. Если в результате вычислений устанавливается достаточно отчетливое расхождение в значениях глубин залегания и намагниченности возмущающих тел, то далее путем привлечения независимых геолого-геофизических данных дается геологическое истолкование магнитных горизонтов, намеченных внутри земной коры. В. Волком, С. Ивановым и В. Шимаревым произведен анализ нескольких тысяч аномалий акваторий Балтийского, Чукотского морей и северо-западной части Сибирской платформы и построены схематические геомагнитные разрезы земной коры [52]. Эти разрезы показали, что в пределах исследуемых площадей, отдаленных друг от друга на тысячи километров, можно увидеть черты слоисто-блоковой структуры земной коры.

Таким образом, изучение и анализ аномального магнитного поля Земли имеют практическое значение не только для целей геологического картирования, поисков и разведки месторождений полезных ископаемых, но и для выяснения тех особенностей тектонического строения регионов, которые проявляются в магнитном поле и в геомагнитном разрезе земной коры.

ВЕКОВЫЕ ВАРИАЦИИ МАГНИТНОГО ПОЛЯ ЗЕМЛИ

§ 1. Вековые вариации и их характеристики

Вековой ход. Первыми, как мы видели, были открыты вековые вариации, представляющие изменения средних годовых значений элементов земного магнетизма во времени.

Изменение среднегодовых значений того или иного элемента в течение года называется *вековым ходом*. Среднегодовые значения элементов земного магнетизма можно получить только в обсерваториях, но число их очень ограничено, поэтому для нахождения векового хода в других точках земной поверхности можно пользоваться наблюдениями в этих точках среднесуточных значений элементов через определенные промежутки времени, но не более чем через три-пять лет. В этом случае вековой ход определяется как разность между двумя такими наблюдениями, деленная на промежуток времени, выраженный в годах. Пункты, в которых производятся повторные определения элементов земного магнетизма через определенные промежутки времени, называются *пунктами векового хода*.

Для характеристики вековых изменений в табл. 9 приведены среднегодовые значения склонения и величина векового хода для нескольких пунктов земного шара, в которых наблюдения ведутся с момента открытия этого элемента. Из табл. 9 видно, что в Лондоне, например, склонение, достигнув около 1580 г. максимальной величины 11° , начало уменьшаться вплоть до 1800—

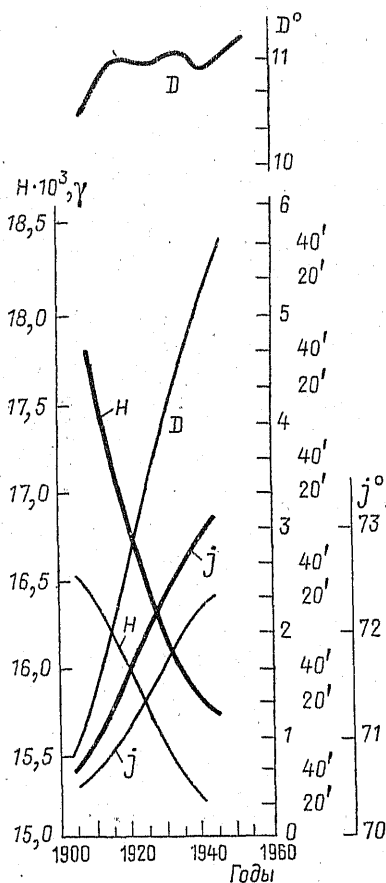


Рис. 35. Изменение среднегодовых значений элементов земного магнетизма, зарегистрированных на Сverdловской (жирные кривые) и Случкой (тонкие кривые) обсерваториях.

ТАБЛИЦА 9

Вековой ход склонения в Лондоне, Париже и Риме

Эпоха	Лондон		Париж		Рим	
	D^0	$\delta D'/\text{год}$	D^0	$\delta D'/\text{год}$	D^0	$\delta D'/\text{год}$
1540	7,2	—	8,2	—	—	—
1560	9,6	7,2	9,3	3,3	10,47	—
1580	10,93	4,0	9,6	0,9	10,61	0,4
1600	10,43	— 1,5	8,8	— 2,4	11,41	2,4
1620	7,26	— 9,5	6,9	— 5,7	9,88	— 4,6
1640	3,27	—12,0	4,42	— 7,4	7,29	— 7,8
1660	— 0,59	—11,6	0,86	—10,7	3,86	—10,3
1680	— 3,89	— 9,9	— 3,47	—13,0	— 0,01	—11,6
1700	— 7,03	— 9,4	— 7,99	—13,6	— 4,01	—12,0
1720	—10,97	—11,8	—12,27	—12,8	— 7,77	—11,3
1740	—15,30	—13,0	—15,83	—10,7	—11,02	— 9,8
1760	—19,57	—12,8	—18,76	— 8,8	—13,63	— 7,8
1780	—22,65	— 9,2	—20,87	— 6,3	—15,51	— 5,6
1800	—24,07	— 4,3	—22,12	— 3,8	—16,64	— 3,4
1820	—24,09	— 0,06	—22,40	— 0,8	—17,06	— 1,3
1840	—23,22	2,6	—21,34	3,2	—16,77	0,9
1860	—21,55	5,0	—19,54	5,4	—15,84	2,8
1880	—18,73	8,5	—16,76	8,3	—14,17	5,0
1900	—16,5	6,7	—14,60	6,5	—	—
1942	—10,0	9,3	— 8,00	9,4	— 3,00	10,8

1820 гг., когда наступил минимум в -24° , после чего началось возрастание, продолжающееся до настоящего времени.

Вековой ход, как видно из табл. 9, не остается величиной постоянной, а меняется от эпохи к эпохе. Такой же характер векового хода наблюдается на всех пунктах земного шара, где имеется длительный ряд наблюдений. Так, например, на рис. 35, показывающем ход среднегодовых значений элементов земного магнетизма в Слуцкой и Свердловской обсерваториях, ясно видно, что среднегодовые значения всех элементов в промежуток времени от 1905 до 1945 г. довольно заметно менялись.

Измерения напряженности магнитного поля начались значительно позднее, чем измерения угловых элементов. Первые данные относятся только к 1829 г.

Для определения вековой вариации долгое время единственным материалом были данные магнитных обсерваторий. Этот материал наиболее высокого качества, так как он получен при осреднении непрерывных измерений, выполненных неподвижным прибо-

ром. Однако измерения в обсерваториях ведутся всего $100 \div 120$ лет, т. е. они могут быть использованы только для изучения вековых вариаций с периодом не более нескольких десятков лет. Естественно, точность по всему этому интервалу неодинакова. Недостатком обсерваторных данных является также неравномерное распределение обсерваторий на поверхности Земли. Из почти 300 обсерваторий, работающих на земном шаре, 64 расположены на территории Европы. Этот недостаток ряд стран пытался компенсировать организацией на своих территориях пунктов повторных измерений. Повторяя измерения в одних и тех же точках через пять, десять лет, можно получить картину изменений геомагнитного поля. Точность измерений в пунктах векового хода ниже, чем в обсерваториях, несмотря на то, что принимаются специальные меры для ее повышения: измерения в пунктах векового хода контролируются по данным ближайшей обсерватории, для устранения короткопериодных вариаций используются переносные вариационные станции, программа предусматривает измерения в одном пункте в течение трех-пяти дней и т. д. Еще ниже точность изучения вековых вариаций по данным повторных съемок, хотя и эту информацию приходится использовать для акваторий и труднодоступных районов суши. В 60-х годах появился новый весьма эффективный вид съемок — спутниковый. Сравнение результатов двух спутниковых последовательных съемок также позволяет получить величину векового хода на всей поверхности земного шара и с весьма высокой точностью.

Для того чтобы пополнить сведения о геомагнитном поле за последние столетия, пришлось обратиться к косвенным данным. Б. Вейнберг и В. Шибяев собрали все имеющиеся записи о магнитном поле, использовав записи корабельных журналов, старые каталоги, и составили каталог для последних четырех столетий [45]. При небольшой точности таких данных каталог тем не менее позволил лучше представить пространственное распределение вековой вариации, а главное удлинит интервал времени, за который имеются сведения о геомагнитном поле. Однако и 400 лет — это тоже недостаточный интервал для изучения вековых вариаций. Принципиально новые возможности при изучении вековых вариаций дали археомагнитные исследования [36, 37]. При обжиге изделий из глины (посуды, кирпичей, очагов и т. д.) в них возникает намагниченность, при этом направление и величина ее соответствует магнитному полю, в котором происходил обжиг (см. гл. 7). Время обжига устанавливается по историческим документам (даты постройки зданий, пожаров, войн и т. д.). Существуют методы, позволяющие установить, сохранилась ли в изучаемом керамическом изделии намагниченность времени обжига. Естественно, что точность определения геомагнитного поля археомагнитным методом еще ниже, чем по данным Б. Вейнберга и В. Шибяева: наклонение оценивается с погрешностью не менее 2° , напряженность — с погрешностью не менее 5%. Данные о склонении в большинстве случаев отсутствуют, так как из всех объектов археомаг-

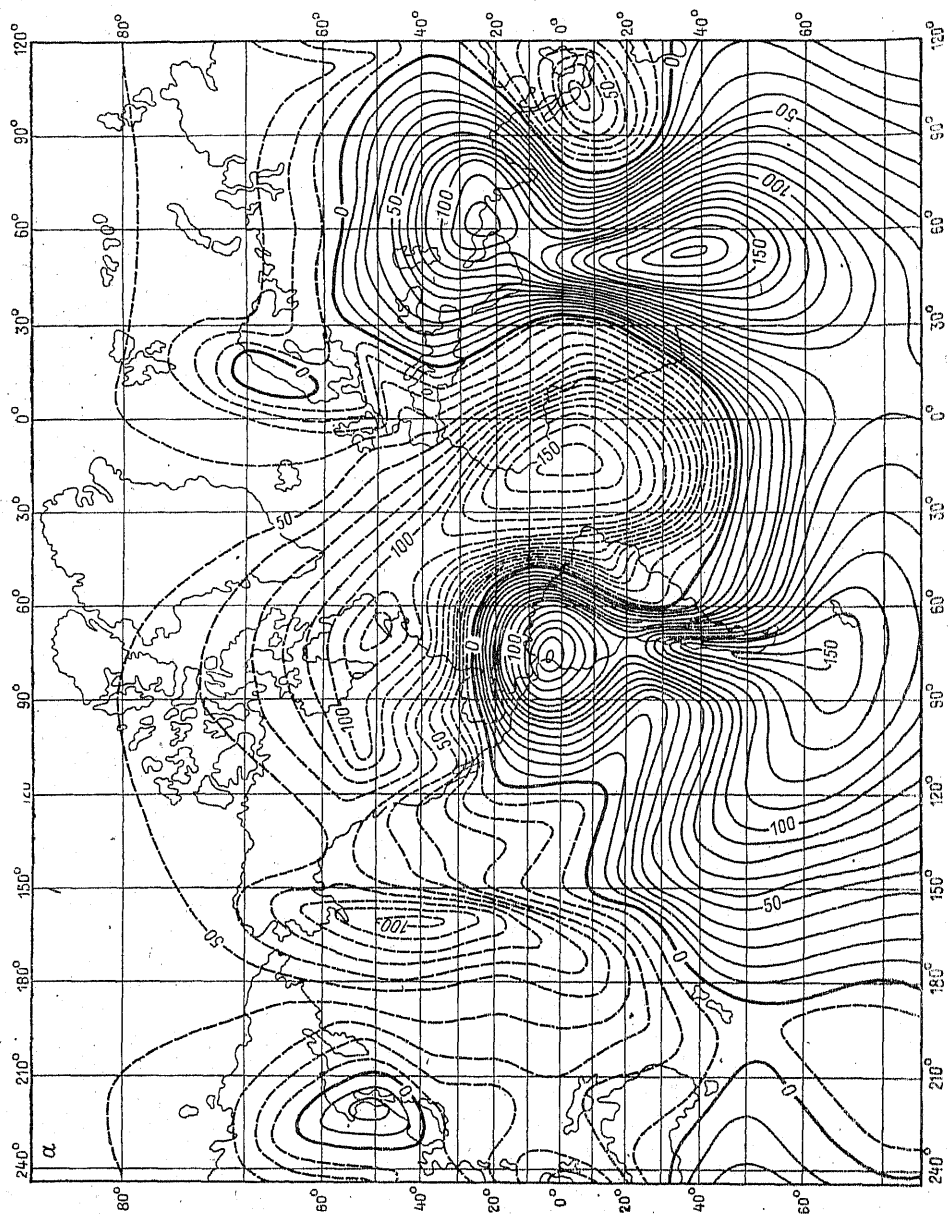
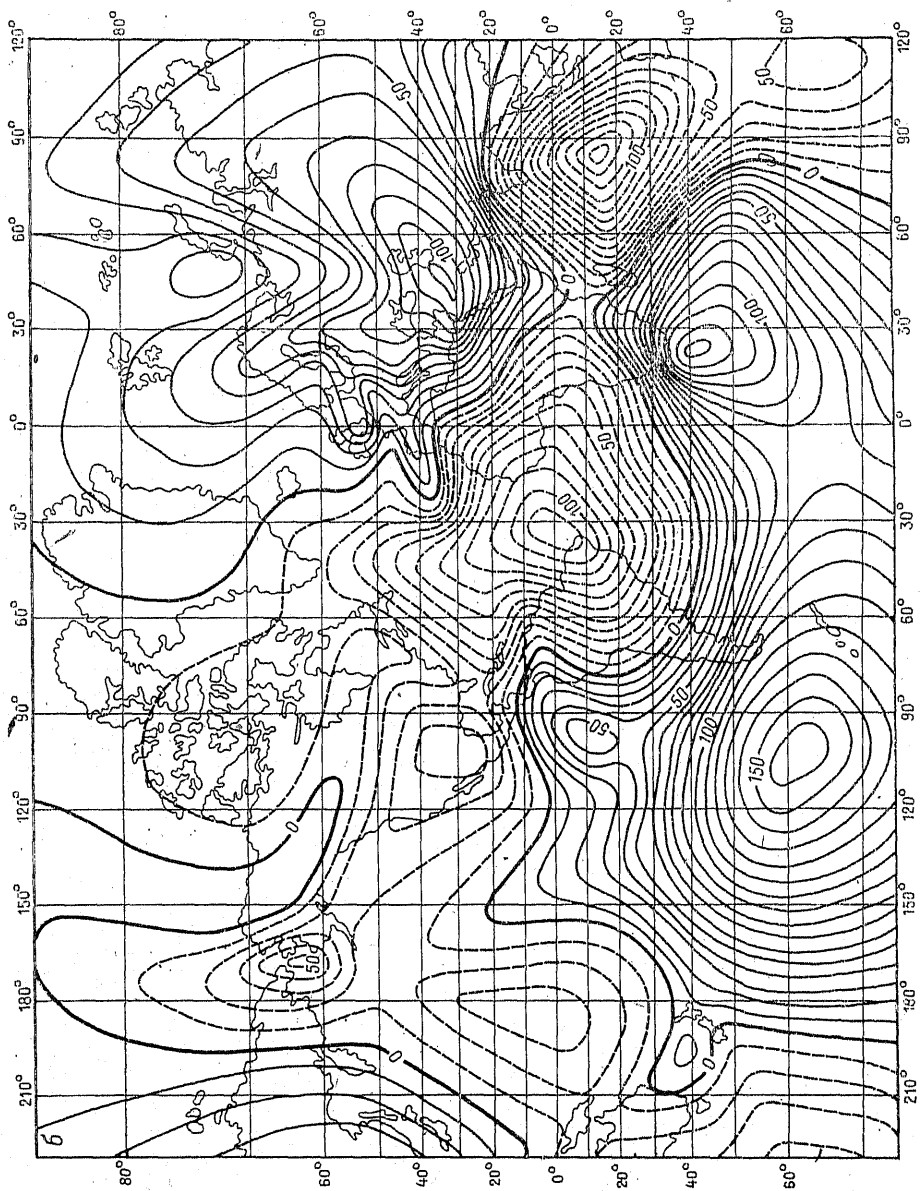
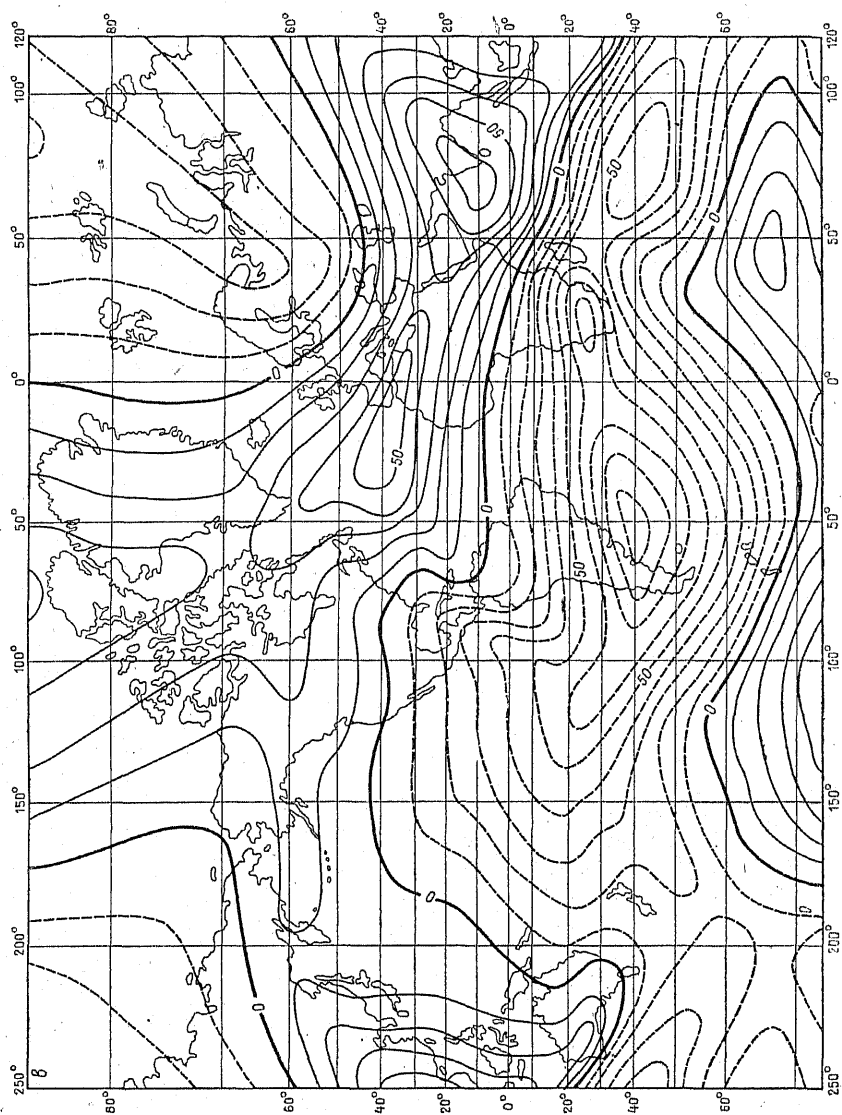


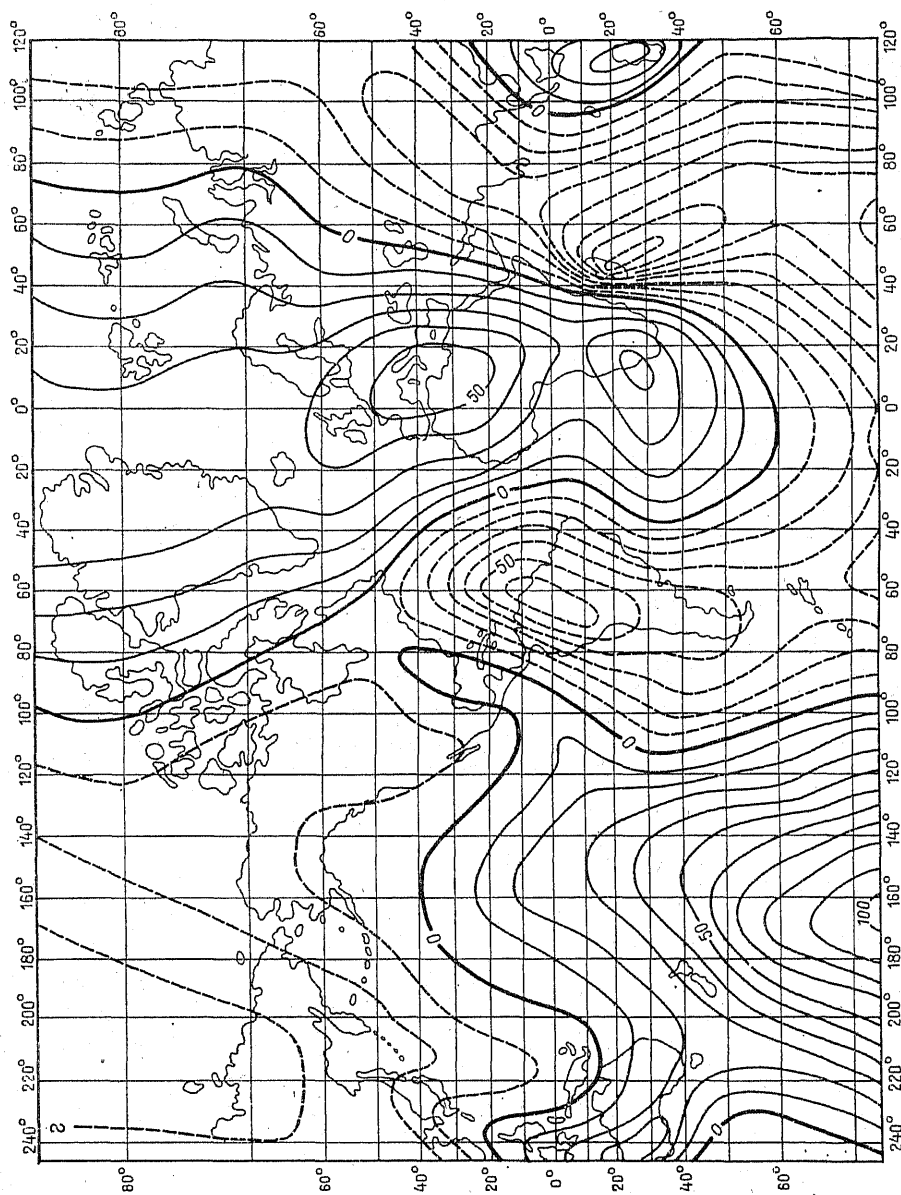
Рис. 36. Карта изопор вертикальной (а, б) и восточной (в, г) составляющих для эпохи 1912 г. (а, в) и 1942 г. (б, г) (Вестин, 1947).
Значения приведены в гаммах/год; пунктирные изолоры — отрицательные значения, сплошные — положительные.



Продолжение рис. 36,



Продолжение рис. 36.



Продолжение рис. 36.

нитного изучения только древние очаги не смещались со времени своего обжига. К этому надо добавить, что у отдельных изделий вертикальная ось во время обжига могла отклоняться от вертикального положения более чем на 2° , что увеличит ошибку определения наклона, и, наконец, ошибки датировки в среднем составляют около 10% от возраста изделия. Тем не менее археомагнитные исследования, расширившие время изучения геомагнитного поля до 10 000 лет, выявили черты вековых вариаций, которые не могли быть обнаружены за $100 \div 400$ лет.

В последние годы делаются все более упорные попытки изучать вековые вариации по палеомагнитным данным. Основные трудности подобных исследований заключаются в том, что геологических разрезов, подходящих для решения этой задачи как по скорости образования осадочных горных пород, так и по стабильности их намагниченности, чрезвычайно мало. Порядок амплитуды и периода вековых вариаций может оцениваться по девиации палеомагнитных данных (см. гл. 8).

Центры векового хода. Большой материал, собранный различными странами по наблюдениям элементов земного магнетизма, позволил произвести сравнение векового хода не только для отдельных обсерваторий, но и для многих отдельных пунктов. Такие сравнения легче осуществить с помощью карт изолиний векового хода, которые называются *изопорами*. Первые карты изопор для европейской части России были получены еще А. Тилло [136], а для всего земного шара, т. е. мировые карты изопор, — лишь в 1931 г. Х. Фиском для эпохи 1930 г. [201].

На рис. 36 представлены карты изопор для эпох 1912 и 1942 гг., построенные А. Вестином и др. [194], а на рис. 37 — Н. Адам и В. Орловым для эпохи 1955 г. [4]. Эти рисунки показывают, что имеется определенная закономерность в распределении веко-

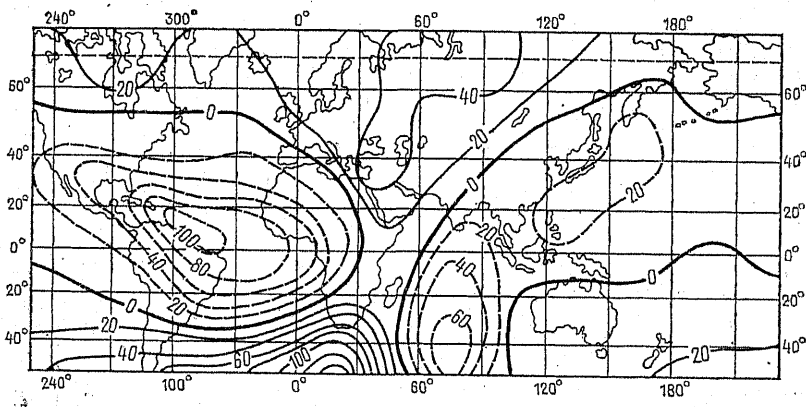


Рис. 37. Карта изопор вертикальной составляющей для эпохи 1955 г. (Адам, Орлов, 1961).

Проекция Меркатора; значения приведены в гаммах/год.

вого хода по поверхности земного шара. Для большей наглядности карты В. Орлова даны в двух проекциях: в проекции Меркатора (рис. 37) и центральной проекции (рис. 38). Кроме того, отдельно на рис. 39 показаны изопоры для Антарктики [109]. Рассмотрение карт изопор показывает, что все изопоры для 1942 г. концентрировались вокруг нескольких центров, называемых *центрами* или *фокусами векового хода*, где величина векового хода достигает максимального значения. Если обратиться к картам изопор вертикальной составляющей (см. рис. 37), то можно видеть, что на земной поверхности имеется несколько зон, в которых вертикальная составляющая растет, и несколько зон, где она уменьшается, т. е. как будто бы в одних зонах происходит нарастание положительной магнитной массы, а в других — нарастание отрицательной.

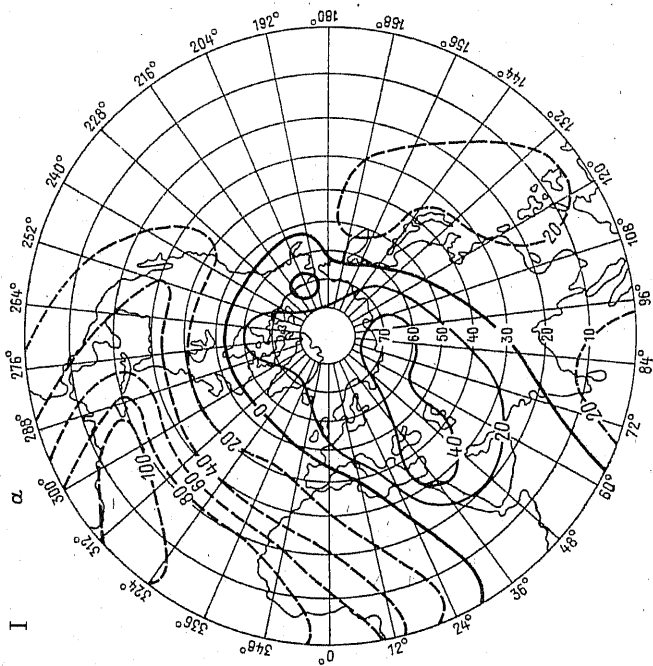
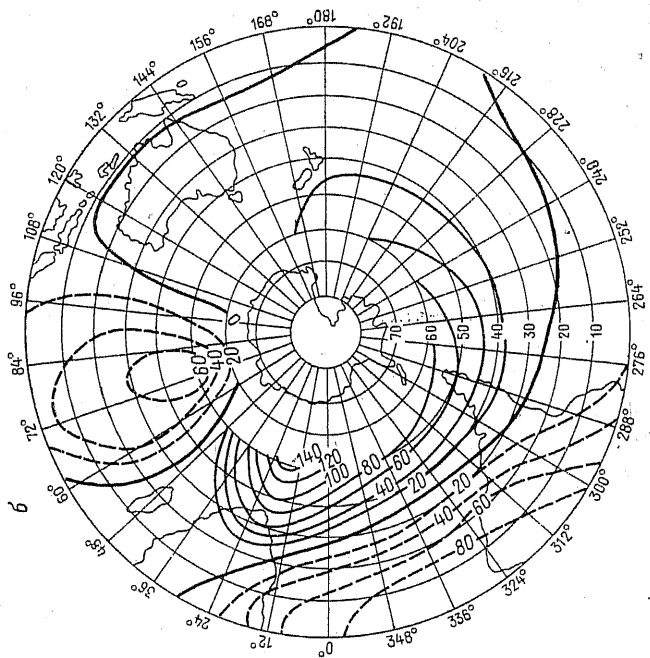
Главных фокусов, где изменения вертикальной составляющей достигали ста и более гамм в 1942 г. (см. рис. 36б), было всего лишь пять: Индонезийский ($\delta Z = -130\gamma$), Иранский, к югу от Каспийского моря ($\delta Z = 110\gamma$), Южноафриканский ($\delta Z = 130\gamma$), Атлантический ($\delta Z = -110\gamma$) и Южноамериканский ($\delta Z = 160\gamma$). Кроме того, имелись менее значительные фокусы, где δZ не превосходит $50 \div 60\gamma$. К ним относились фокусы в Арктике около о-вов Новая Земля, в Беринговом море, в Канаде, в Тихом океане, у западных берегов Южной Америки.

Карты на рис. 36 очень мало напоминают общие карты магнитного поля Земли. Гораздо больше общих черт они обнаруживают с картами недипольного поля. Это свидетельствует о том, что вклад изменения дипольного поля в вековую вариацию относительно мал.

Вековая вариация может быть разложена в ряд по сферическим гармоническим функциям, как и само поле. Коэффициенты разложения обозначаются δg_n^m , δh_n^m или \dot{g}_n^m , \dot{h}_n^m (обозначение производной по времени). Сравнение коэффициентов разложения поля и его вековой вариации подтверждает вывод о преобладании в вековой вариации высокочастотных компонент, т. е. о преимущественной связи вековой вариации с недипольным полем.

Изменение магнитного момента Земли. В табл. 10 приведены величины магнитного момента Земли и координаты геомагнитного полюса, полученные из анализов измерений составляющих напряженности поля. Таблица показывает, что за сто лет произошло уменьшение магнитного момента Земли на 5% и перемещение магнитного полюса вдоль параллели на 5° к западу, наклон же магнитной оси к оси вращения остался без изменения, так как колебания в десятых долях градуса следует отнести за счет погрешности определений. Таким образом, магнитная ось как бы прецессирует относительно оси вращения Земли с угловой скоростью $0,05^\circ$ в год.

Эти данные послужили основанием для предположения, что вековые вариации можно объяснить прецессией геомагнитной оси



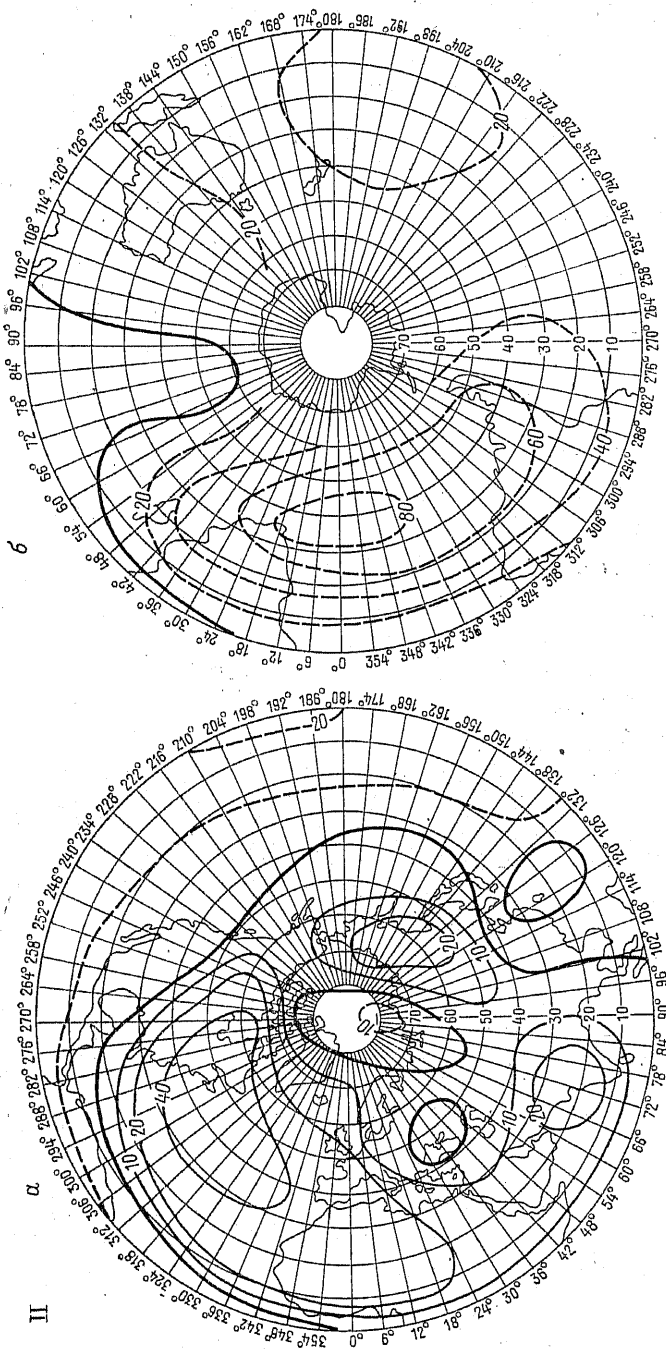


Рис. 38. Карта изопор вертикальной (а) и горизонтальной (б) составляющих в центральной проекции (Орлов, 1961).
а — северное полушарие; б — южное полушарие;
значения изопор приведены в мм/год, пунктирные изопоры — отрицательные значения, сплошные — положительные.

ТАБЛИЦА 10

Изменение магнитного момента Земли и координат геомагнитного полюса во времени

Эпоха	M , отн. ед.	\bar{M} , отн. ед.	θ_0 , град	λ_0 , град	$\bar{\lambda}_0$, град
1829	1,047	—	11,7	64,7	—
1830	1,061	1,053	12,2	63,5	64,2
1845	1,052	—	11,3	64,3	—
1880	1,036	—	11,6	68,0	—
1885	1,033	1,035	11,4	67,8	68,4
1885	1,035	—	11,3	69,5	—
1922	1,011	—	11,6	69,1	—
1945	0,989	1,000	11,8	68,8	69,3
1945	0,998	—	11,4	70,0	—
1970	0,990	—	11,5	70,0	—

вокруг географической, на которую накладывается монотонное убывание магнитного момента. На самом деле явление вариаций магнитного момента много сложнее.

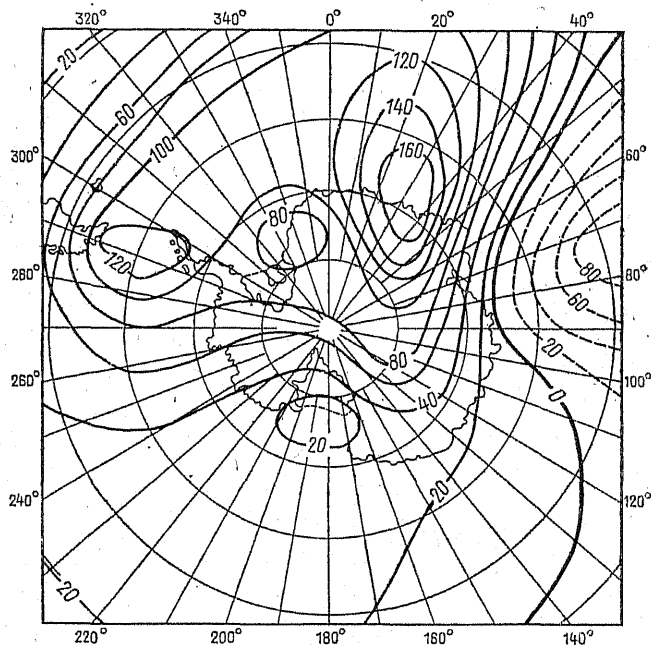


Рис. 39. Изопоры вертикальной составляющей для Антарктики (Орлов, 1962).
Обозначения те же, что и на рис. 38.

Данные археомагнитных исследований обычно не представляют в виде карт, поскольку они распределены по поверхности Земли значительно более неравномерно, чем данные прямых наблюдений. Археомагнитные данные для районов, где имеется датированная керамика, сводятся в кривые, изображающие изменения во времени напряженности геомагнитного поля или его угловых элементов. Для определения напряженности годятся образцы, положение которых во время обжига восстановить не удастся. Таких образцов достаточно много, и они дают возможность изучить изменение напряженности геомагнитного поля за период около 10 тыс. лет. Обжиг изделий при определенном, описанном в древних руководствах, положении их оси по отношению к вертикали произво-

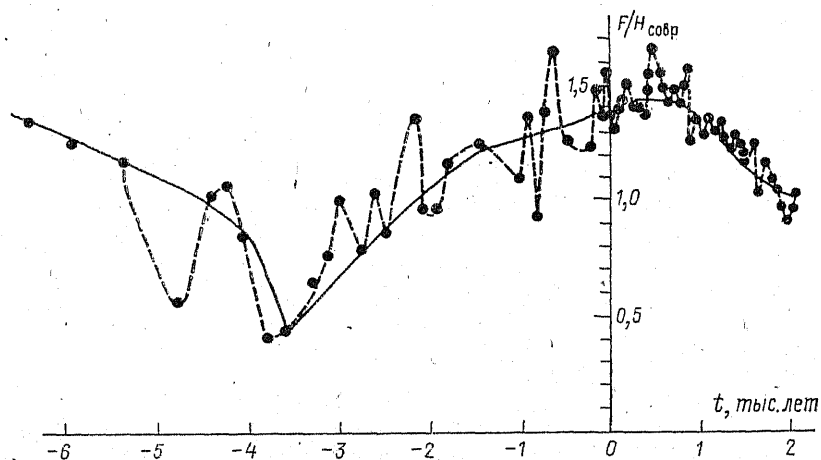


Рис. 40. Изменение напряженности геомагнитного поля по времени за 8,5 тыс. лет по мировым археомагнитным данным.

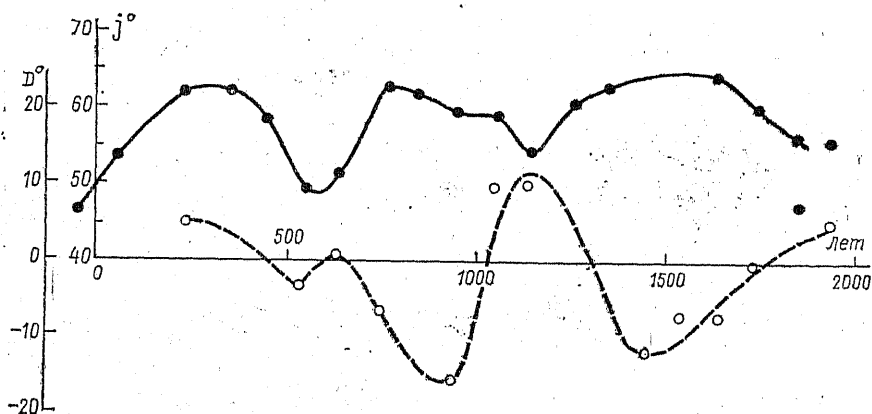


Рис. 41. Изменения наклона (сплошная кривая) и склонения (пунктирная) на Кавказе (Грузия) для последних 2000 лет.

дился на протяжении трех последних тысяч лет. Это позволило построить для некоторых районов раскопок кривые изменения наклона. Данные же о вариациях склонения весьма немногочисленны.

Археомангнитная кривая на рис. 40 построена С. Бурлацкой при осреднении данных, относящихся к разным районам; ею были обработаны данные по Советскому Союзу, Америке, Центральной Европе, Англии, Франции, Китаю, Индии, Японии [37, 38]. Таким образом, можно с уверенностью сказать, что кривая характеризует изменение магнитного момента Земли, а не региональные процессы. Как можно видеть, изменение магнитного момента имеет вид колебания: около 2 тыс. лет тому назад магнитный момент достигал максимальной величины, почти в полтора раза превышающей современную, а 6 тыс. лет тому назад он был минимален и составлял примерно половину современного. На рис. 41 показаны вековые вариации наклона и склонения. Можно ли на основании этой кривой сделать вывод, что магнитный момент Земли подвержен колебаниям с периодом порядка 7 тыс. лет и амплитудой, срезмеримой с его средним значением? Палеомангнитные данные свидетельствуют в пользу такого вывода. На рис. 42 показаны вековые вариации тех же элементов по палеомангнитным исследованиям донных осадков и лав. Там, где геологические особенности и магнитные свойства осадочных пород позволяют изучать вековые вариации, каждый раз наблюдается картина, подобная изображенной на рис. 42: напряженность геомагнитного поля непрерывно колеблется; период таких колебаний, оцененный по скорости осадконакопления, составляет $5 \div 10$ тыс. лет, т. е. эти колебания и изменение магнитного момента Земли, обнаруженное археомангнитным методом, представляют одну и ту же вариацию. Амплитуда этой вариации на палеомангнитных кривых варьирует довольно значительно. Детали вариаций в настоящее время находятся в стадии изучения.

Гармонический анализ археомангнитных кривых и данных по вековым вариациям, полученных прямыми, в том числе наблюдательными наблюдениями, позволяет выделить еще ряд периодов в изменении магнитного момента Земли, однако основной для магнитного момента является вариация с периодом $7 \div 8$ тыс. лет.

Спектр вековых вариаций. На археомангнитных кривых наклона в качестве основной выделяется вариация с периодом около 600 лет — эта вариация выражена наиболее четко и имеет наибольшую амплитуду. Данные об изменении склонения и наклона в Лондоне (рис. 43) полностью согласуются с археомангнитными данными и также указывают на существование процессов с характерными временами ~ 600 лет. Кроме этой вариации для районов, где имеется удачный набор объектов исследования (например, в течение $300 \div 400$ лет непрерывно шло строительство кирпичных сооружений, и сведения как о самих постройках, так и о последующих пожарах позволяют датировать сооружения с точностью порядка 10 лет), удастся выделить вариацию с перио-

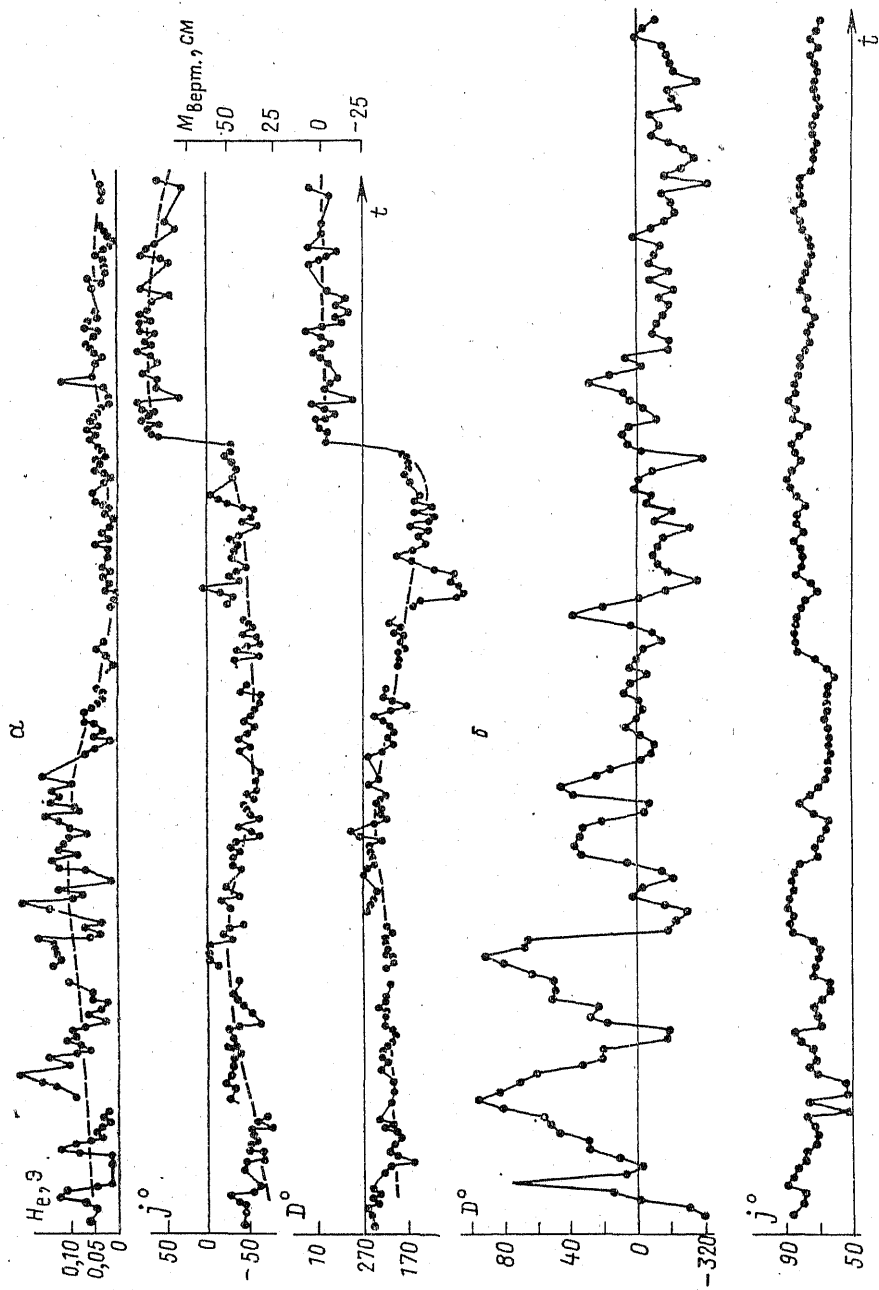


Рис. 42. Вековые вариации склонения, наклонения и напряженности по палеомагнитным исследованиям донных осадков (а) и камчатских лав (б)

дом 350 лет и, предположительно, вариацию с периодом 100—120 лет.

Гармонический анализ археомагнитных данных выделяет как главную 600-летнюю вариацию [40]. Однако на ряде кривых он позволяет выявить периоды в 1000 и в 350 лет. Кроме того, кривые вариации угловых элементов, изменения направления поля обнаруживают монотонное изменение средней линии, по отношению к которой располагаются все выделенные вариации. Возможно, что это монотонное изменение является отражением вариации с периодом ~ 7000 лет. Такой период мы можем обнаружить на палеомагнитных кривых изменения D и j (см. рис. 42).

Обсерваторные данные и данные пунктов векового хода используются и для изучения другой части спектра вековых вариаций в интервале до 100 лет. Осредненные значения вариации вертикальной составляющей, полученные К. Дипетри за 90 лет [193], показаны на рис. 44. Ясно виден квазипериод ~ 60 лет. Хатчисон* представил вековые вариации в Канаде, осредненные по шести обсерваториям и 200 пунктам векового хода в виде рядов Фурье [192]. Для $\delta X(t)$ и $\delta Y(t)$ были найдены периоды в 133 и 67 лет, а для $\delta Z(t)$ — в 50 лет.

Период в 20—22 года при обычном разложении в ряд Фурье кажется высшей гармоникой от основного периода в 60 лет. Однако в работе В. Афанасьевой и Ю. Калинина [10] показано, что, применяя статистический метод осреднения вековых вариаций по 22-летнему циклу, можно выделить независимые колебания с таким периодом. Цуг вариаций с периодом в 21 год для δZ был уверенно выделен в обсерватории Руде-Сков за 70 лет (рис. 45) [58].

Определенные периодичности можно обнаружить и во временном изменении практически всех коэффициентов сферического гармонического анализа, если найти по серии последовательных анализов зависимость коэффициентов от времени. Отчетливо вы-

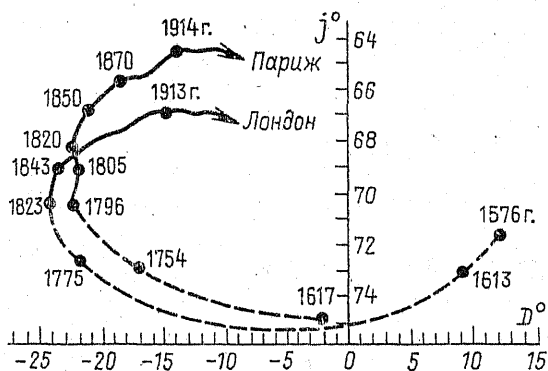


Рис. 43. Изменение наклонения и склонения в Париже и Лондоне.

* Ссылка дается по работе [192].

деляется периодичность, близкая к 60-летней; можно предполагать существование 120- и 180-летней периодичностей.

Таким образом, рассмотренные результаты позволяют высказывать предположение о том, что спектр вековой вариации имеет дискретный характер: 22, 50—70, 120, 180, 350, 500—600, 1000, 7000—8000 лет.

В. Головков и Г. Коломийцева показали, что 60-летние вариации, по всей вероятности, имеют релаксационный характер, вариации же с $T \approx 20$ годам являются периодическими [57, 59].

Скудость исходной точной информации (данные обсерваторий) и ограниченность временного интервала, для которого она имеется, не позволяют ответить на важный вопрос — являются ли другие времена периодами некоторых колебательных процессов, или они — характерные времена релаксационных процессов.

Западный дрейф геомагнитного поля. Существенной особенностью распределения изопор является их подвижность во времени. Если сравнить карты изопор, построенные для различных эпох, то можно заметить, что фокусы векового хода непрерывно перемещаются. В соответствии с этим перемещается и вся совокупность изолиний, окружающих тот или иной фокус. Так, при сравнении карт изопор δZ , отнесенных к эпохам 1912 и 1942 гг. (см. рис. 36 а, б), можно заметить, что все фокусы за период 1912—1942 гг. не только сместились в различных направлениях, но и изменились по своей величине. Особенно значительные изменения произошли за период с 1942 по 1955 г., что можно видеть из сопоставления карт изопор δZ для эпох начала и конца этого периода. (см. рис. 36 и 37). Так, например, Иранский фокус вблизи Каспийского моря сместился к северу и уменьшился по своей величине в два раза. Вследствие этого вся система изолиний на европейском и азиатском материках приобрела другой характер. На востоке в районе Японских островов появился новый фокус с отрицательным значением δZ . Вместо двух фокусов, отмеченных на картах Е. Вестина, южнее Африки и Южной Америки обнаружился фокус с максимальным значением δZ более 200 γ /год. Такие

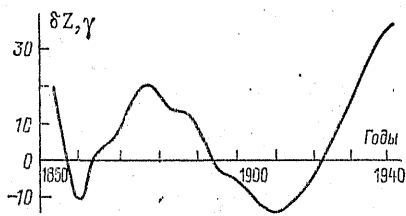


Рис. 44. Вариация вертикальной составляющей, осредненная по данным 54 обсерваторий в долготном секторе 350—80° в. д.

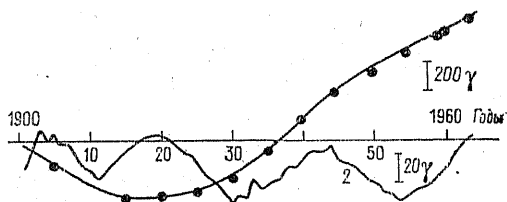


Рис. 45. Вековые вариации Z-составляющей, зарегистрированные в обсерватории Руде-Сков.

1 — наблюдаемая кривая; 2 — разница между наблюдаемыми и расчетными значениями (масштаб увеличен в 10 раз).

же изменения отмечаются и на картах изопор, построенных Т. Нагата и С. Ясухико для эпохи 1955 г. [261]. Смещение фокусов векового хода и изменение их по величине очень похоже на смещение центров мировых аномалий к западу. Это явление получило наименование *западного дрейфа*.

Явление западного дрейфа по данным обсерваторий исследовал Е. Вестин [319]. Он определил, что средняя скорость западного дрейфа составляет $0,18^\circ$ в год. Такая же скорость получается по археомагнитным данным за последнюю тысячу лет [39]. При сопоставлении археомагнитных кривых вековой вариации наклонения для разных районов одного и того же широтного пояса видно, что фаза 600-летней вариации наклонения явным образом зависит от долготы места: чем западнее район, тем позднее по времени в этом районе наклонение достигает своего экстремального значения (рис. 46). Скорость западного дрейфа вычисляется как разность долгот, где наблюдалась соответствующая максимальная или минимальная величина наклонения, деленная на число лет, отделяющее наступление экстремумов на этих долготах.

Вековые вариации разных периодов могут быть разложены на дрейфующую и недрейфующую компоненты. Соотношение этих компонент различно. Наиболее отчетливо западный дрейф выражен у вариаций с $T=600$ лет. У вариаций с $T=60$ лет, наоборот, резко преобладает недрейфующая компонента.

Кроме западного центра векового хода обнаруживают также *северное* (для центров северного полушария) и *южное* (для центров южного полушария) смещения, но скорости этих смещений меньше, характер их менее четко выражен по сравнению с западным, так что их можно рассматривать как явление второго порядка на фоне западного дрейфа.

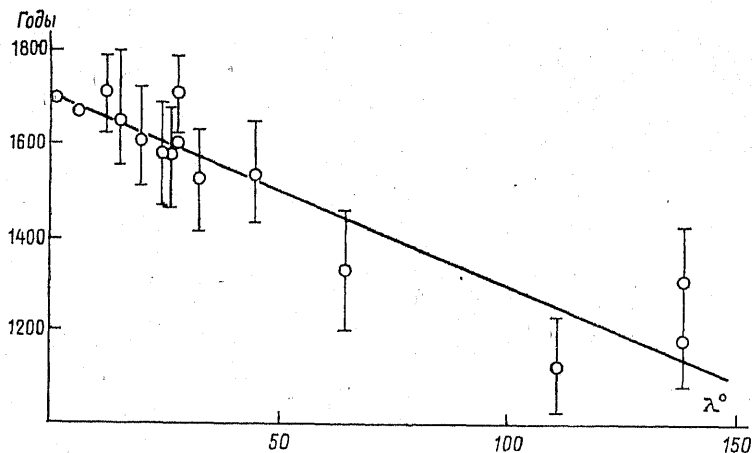


Рис. 46. Иллюстрация западного дрейфа по археомагнитным данным.

Фокусы векового хода могут возникать, распадаться на части, исчезать. Они возникают в экваториальной части и, как уже было сказано, движутся на запад, имея относительно малые северную и южную компоненты движения. По мере удаления от экватора северная и южная компоненты скорости растут, а пространственные размеры областей векового хода уменьшаются.

Исследуя при помощи сферического анализа пространственную структуру вековых вариаций с 1550 г. до последних лет (по данным каталога Б. Вейнберга и археомагнитным), Н. Адам и др. обнаружили, что около 1650 г. Среднеазиатский максимум распался, после чего скорость западного дрейфа к западу от него увеличилась, а к востоку — уменьшилась [2].

Таким образом, вековой ход нельзя объяснить только наличием одного западного дрейфа, а необходимо предположить существование собственных источников вековых вариаций магнитного поля. Западный дрейф создает составляющую векового хода, величина которой одного порядка с составляющей, вызванной другими причинами. Для выяснения того, что представляют собой эти причины, исключая локальные и внешние, и какой вклад они дают в общий вековой ход, необходимо провести анализ наблюдаемого векового хода за вычетом той части, которая соответствует западному дрейфу. Такой анализ был сделан японским геофизиком Т. Юкутаки, который путем статистической обработки вычислил величину западного дрейфа для различных точек земной поверхности [326].

Западный дрейф, казалось бы, должен быть одинаковым во всех точках поверхности Земли, так как он вызван, по всей вероятности, вращением ядра относительно оболочки с постоянной скоростью. Однако ввиду проводимости нижних частей оболочки при вращении ее относительно ядра силовые линии магнитного поля, создаваемого ядром, должны увлекаться ею (подробнее см. гл. 9). При наличии неоднородностей в оболочке такое увлечение силовых линий будет происходить неодинаково. Вследствие этого на поверхности Земли мы должны наблюдать различные скорости изменения магнитного поля. Предполагая, что главная часть векового хода обусловлена западным дрейфом, т. е. что разность между наблюдаемым вековым ходом и западным дрейфом мала и не имеет систематического характера, путем суммирования по поверхности земного шара Т. Юкутаки удалось исключить эту разность и получить величину западного дрейфа в разных точках земной поверхности (магнитных обсерваториях), которая оказалась действительно различной (табл. 11).

Средние значения западного дрейфа по всей поверхности для различных составляющих оказались следующими: $\delta X/\delta t = 0,163^\circ$ в год; $\delta Y/\delta t = 0,202^\circ$ в год; $\delta Z/\delta t = 0,139^\circ$ в год.

После вычета западного дрейфа из наблюдаемого векового хода изопоры остаточного векового хода вертикальной составляющей за 35 лет получили вид, показанный на рис. 47. Если сравнить эти карты с картами изодинам Z недипольного поля (рис. 23), то

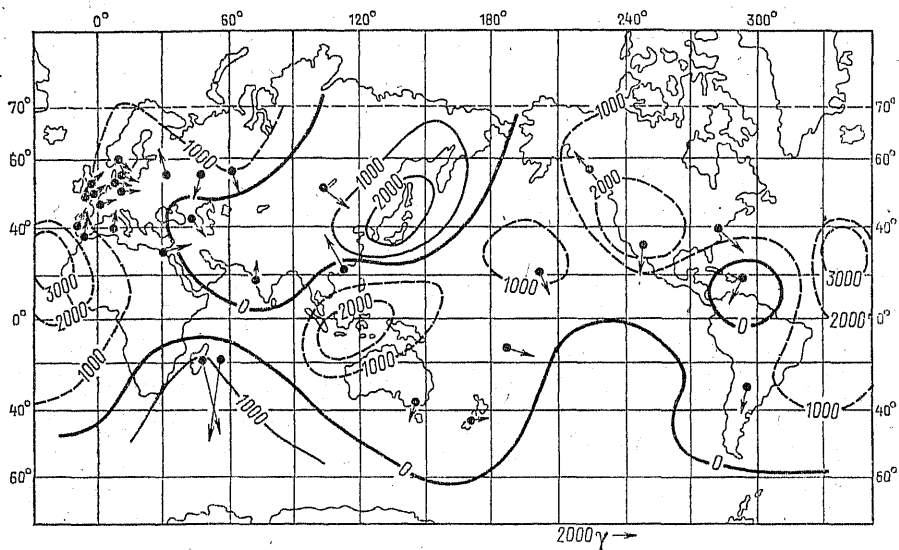


Рис. 47. Остаточное поле вековых вариаций вертикальной составляющей за период 1910—1945 гг.

Значения приведены в гаммах/год;
стрелками показана горизонтальная составляющая.

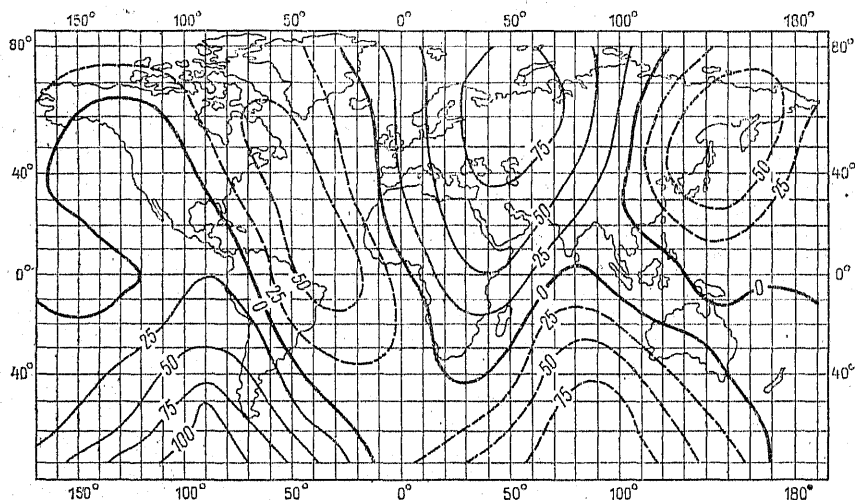


Рис. 48. Восточная составляющая материкового поля для эпохи 1942 г.
Пунктирные изодинамы соответствуют отрицательным значениям, сплошные — положительным (в миллиэрстедх).

ТАБЛИЦА 11

Скорость западного дрейфа для различных обсерваторий

Обсерватория	ϕ	λ	Изменение компонент, град/год		
			δX	δY	δZ
Свердловск	56°48'	60°38'	0,30	—0,26	0,08
Иркутск	52 16	104 21	0,40	0,07	0,23
Шамбон-ля-Форе	48 01	2 16	0,51	0,22	0,45
Какиока	36 14	140 11	—0,18	0,17	0,00
Тусон	32 15	249 10	0,09	0,24	—0,30
Маурициус	—26 06	57 33	—0,14	0,43	0,62

можно видеть, что фокусы векового хода δZ почти совпадают с максимумом Z_m недипольного поля. Это указывает на то, что причиной остаточной части векового хода являются изменения в величине недипольной части земного поля.

Если обратиться к карте изодинам восточной составляющей недипольного поля (рис. 48), то можно видеть, что при изменении величин Z - и H -составляющих нулевая изодинама Y -составляющей направлена почти по меридианам к востоку и западу от максимума и должна оставаться неподвижной, если нет западного дрейфа. В действительности же Y -составляющая перемещается со скоростью $0,202^\circ$ в год, которая и есть не что иное, как скорость вращения ядра относительно оболочки.

Таким образом, Т. Юкутаки установил, что вековые вариации обусловлены в главной своей части западным дрейфом и в меньшей степени изменением недипольной части.

§ 2. Анализ результатов наблюдения вековых вариаций

Первым этапом математического анализа данных по вековым вариациям является, естественно, выяснение того, с какими источниками, внутренними или внешними, связаны вековые вариации различного периода. Такой анализ, произведенный разными исследователями, позволил сделать вывод, что поле вековых вариаций является полностью полем внутренним, т. е. имеющим свои источники внутри земного шара. Первая работа по анализу вековых вариаций была выполнена Дж. Бартельсом, который подверг сферическому анализу данные 14 обсерваторий [159]. Более подробно и на большем материале были произведены расчеты Е. Вестингом и др. [194, 319]. Геофизики, применяя сферический анализ, построили карты распределения в сферических слоях токовой функции, вызывающей наблюдаемое поле, поместив слои на разных глубинах, наибольшая из которых составляет около 3000 км (рис. 49). Однако, как указывают сами ученые, в дейст-

вительности картина должна быть значительно сложнее, так как при сферическом гармоническом анализе, на котором основано построение, ограничивались членами разложения шестого порядка, тогда как влияние высших гармоник должно быть значительным. Позже появилась работа Ю. Калинина, в которой также анализируются данные наблюдений вековых вариаций, но несколько иным способом, ввиду того, что метод сферического анализа в прежних работах не приводил к хорошим результатам из-за медленной сходимости ряда [85]. Медленная же сходимость ряда, т. е. влияние высших гармоник, обуславливается локальностью вековых вариаций. Ю. Калинину удалось, не прибегая к разложению до членов высших порядков, уловить влияние сферических гармоник $P_{12}^0(\cos \theta)$ и $P_8(\cos \theta)$. Для этого, разложив потенциал поля вековых вариаций до членов первого порядка, соответствующих однородному намагничиванию, и определив коэффициенты, он смог выделить из измеренных значений поля поле однородной намагниченности и получить, таким образом, составляющие напряженности поля вековых вариаций, зависящие от членов высших порядков. Так как максимумы и минимумы δZ -составляющей, т. е. фокусы векового хода, чередуются по долготе примерно через каждые 40° , то можно предположить, что в разложении большую роль должен играть член, содержащий сферическую функцию $P_8^0(\cos \theta) \cos 9\lambda$. Точно так же, рассматривая чередование максимумов и минимумов по широте, можно заметить, что они повторяются примерно через каждые 30° , и, следовательно, положить

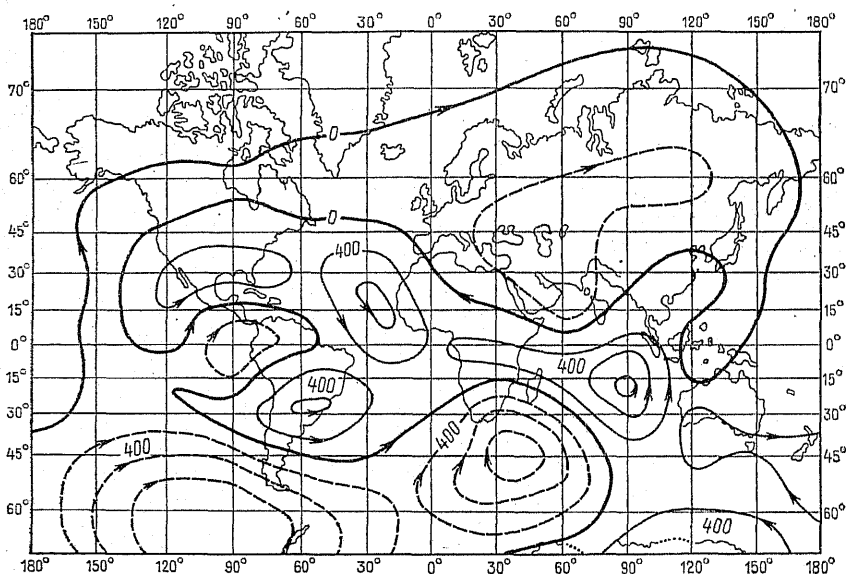


Рис. 49. Токовая функция, соответствующая вековым вариациям (Вестин, 1947). Значения приведены в килоамперах, пунктирные изолинии — отрицательные значения, сплошные — положительные.

$n=12$. Однако добавление к членам первого порядка члена, содержащего $P_{12}^0(\cos \theta)$, все же не устраняло разницы между наблюдаемыми значениями и вычисленными. Поэтому, исследуя изменение векового хода в зависимости от широты, Ю. Калинин пришел к выводу о необходимости введения членов, содержащих полиномы восьмого порядка — $P_8(\cos \theta)$, что значительно улучшило совпадение вычисленных значений с действительными.

Такое разложение позволило разделить поле вековых вариаций на поля, вызванные внутренними и внешними причинами. При этом оказалось, что внешние факторы играют заметную роль в образовании вековых вариаций. Пытаясь объяснить происхождение внутренней части поля вековых вариаций, Ю. Калинин сравнивал это поле с полем диполя, помещенного на какой-то глубине. Такое сравнение позволило определить магнитный момент диполя и глубину его нахождения, которая оказалась для разных эпох различной — в пределах от 0,52 до 0,96 R_E , что объясняется, по мнению исследователя, упрощенным представлением о дипольном характере причин вековых вариаций.

«Внешнее» поле, по расчетам Ю. Калинина, является следствием кольцевого тока, протекающего вокруг Земли и обуславливающего постоянную составляющую в общем поле Земли, а также индуцированных токов в ионосфере. В дальнейшем влияние внешних источников на вековой ход было установлено путем статистической обработки данных наблюдений.

Необходимо отметить, что материалом, которым пользовался Ю. Калинин для проведения своего анализа, служили карты изопор эпохи 1942 г., на основании которых он и пришел к заключению о закономерностях в распределении центров векового хода. Как мы видели, для эпохи 1955 г. эти центры оказались расположенными по несколько другому закону. Так, по широте они чередуются не через 30, а через 40° и больше, а по долготе — от 100 до 120° вместо 40°. Однако это обстоятельство существенной роли не играет, так как анализ Ю. Калинина относился лишь к состоянию векового хода, которое имелося до 1953 г. Выводы же, которые вытекают из этого анализа, не зависят от того, остается ли картина распределения векового хода для эпохи 1942 г. постоянной или подвержена изменениям.

К числу работ, основанных на решении прямой задачи, т. е. нахождении магнитного поля по заданным его источникам, следует отнести работу Э. Булларда [169]. Исследуя Атлантический центр вековых вариаций, Э. Буллард предположил, что он вызывается меняющимся по времени диполем, расположенным несколько ниже поверхности ядра в горизонтальном направлении — с юго-востока на северо-запад. Расчеты показали, что такой диполь довольно хорошо представляет поле вековых вариаций на поверхности Земли, однако на больших расстояниях от центра области поле этого диполя убывает несколько быстрее, чем наблюдаемое. Это указывает на то, что помещение диполя на поверхность ядра или несколько выше не улучшает согласия вычисленных значений

с наблюдаемыми, а, наоборот, ухудшает их. Э. Булларду удалось добиться согласия вычисленных и наблюдаемых значений вертикальной и горизонтальной составляющих на довольно большой площади этих областей, помещая не один, а несколько диполей на поверхность ядра в направлении с юго-востока на северо-запад. Отсюда Э. Буллард сделал заключение, что математические расчеты не опровергают наличия источников вековых вариаций на большой глубине.

В литературе известны многочисленные попытки описать вековые вариации неким количеством магнитных диполей, либо меняющихся во времени, либо смещающихся по определенному закону. В одних работах за счет увеличения числа диполей авторы пытались добиться наиболее хорошего совпадения поля модели с полем реальных вариаций, в других, наоборот, число диполей ограничивалось двумя, тремя, но каждому из них приписывались определенные свойства. Есть, наконец, работы, в которых вековые вариации рассматриваются как перемещение магнитного центра, где магнитный центр отождествляется с центром единственного диполя, наилучшим образом аппроксимирующего геомагнитное поле [135, 101]. Подобные представления являются чисто формальными и, хотя помогают описать явление, отнюдь не приближают к пониманию природы вековых вариаций.

Примером другого подхода к выяснению природы вековых вариаций могут служить исследования, выполненные В. Головковым и Г. Коломийцевой [57, 58]. Исходя из предположения, что между временными характеристиками отдельных элементов должна существовать определенная внутренняя связь, они строили по данным обсерваторий полярной программы вековой вариации, на которых в координатных плоскостях δX — δY , δX — δZ и δY — δZ последовательно откладывались значения элементов за ряд эпох. На рис. 50 представлены такие полярные программы вековой вариации в обсерватории Высокая Дубрава (Свердловск). Авторы обратили внимание на то, что за период 50÷60 лет полярные программы описываются гладкими кривыми, близкими к сильно вытянутым эллипсам, а затем резко меняют свой вид, переходя как бы на другую «орбиту». Это дало основание высказать предположение, что 60-летние вариации — процесс релаксационного типа. Как известно,

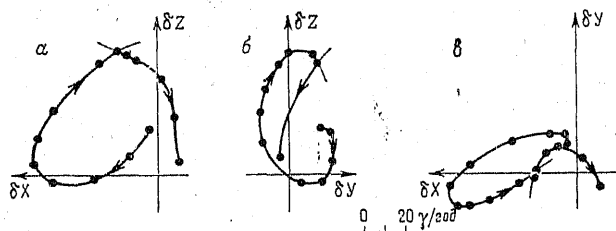


Рис. 50. Полярные программы векового хода в обс. Свердловск с 1895 по 1965 г.
а, б, в — разные координатные плоскости;
точками отмечены значения через каждые 5 лет.

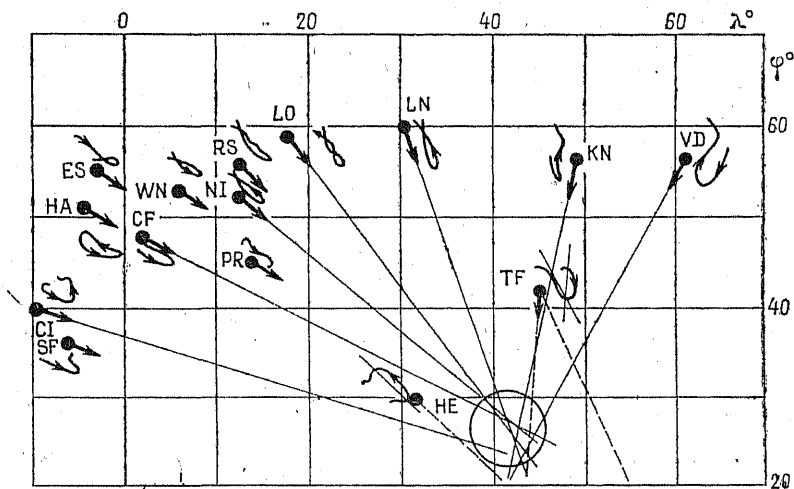


Рис. 51. Эпицентр 60-летних вариаций в Европе в первой половине XX в. Возле каждой обсерватории нарисована полярограмма векового хода в плоскости $\delta X - \delta Y$; VD — Свердловск; KN — Казань; LN — Ленинград; LO — Лове; RS — Руде-Сков; NI — Нинег; WN — Винчет; ES — Эскедеймбур; HA — Хартленд; CF — Шамбон-ля-Форе; TF — Тбилиси; HE — Хельван; CI — Коимбра; SF — Сан-Фернандо; PR — Пругоннице.

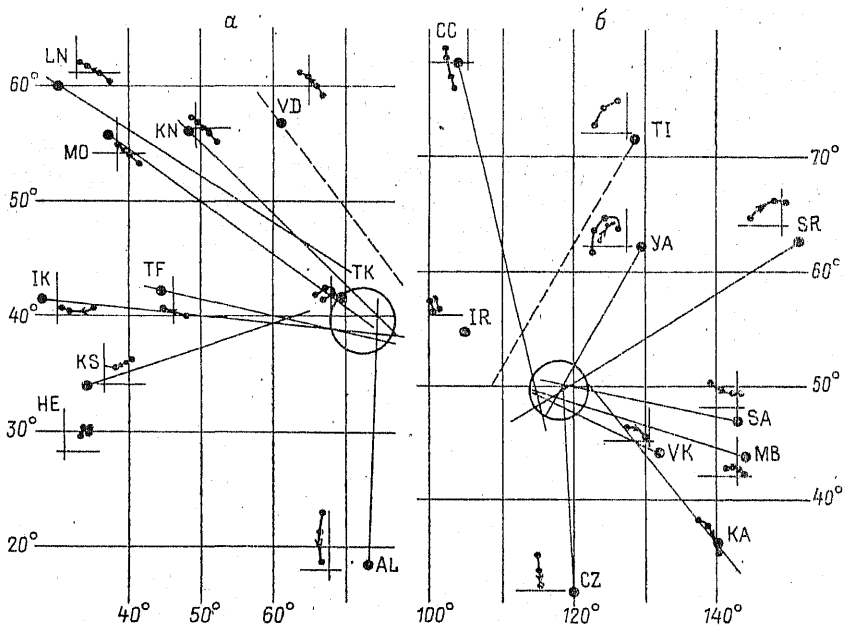


Рис. 52. Эпицентр 60-летних вариаций в Евразии в 1945—1950 гг. Возле каждой обсерватории нарисована полярограмма векового хода в плоскости $\delta X - \delta Y$; LN — Ленинград; MO — Москва; KN — Казань; VD — Свердловск; IK — Кандилли; TF — Тбилиси; TK — Келес; KS — Ксара; HE — Хельван; AL — Алибаг; MB — Мемамбецу; KA — Какиока; CZ — Цо-Зе; CC — мыс Челюскин; SR — Среднекан; YA — Якутск; IR — Иркутск; SA — Южно-Сахалинск; VK — Владивосток; TI — бухта Тикси.

эти процессы хорошо описываются экспоненциальными кривыми. Подбор такой кривой для обсерватории Руде-Сков позволил описать вековые вариации $Z(t)$ с точностью до 20—30 γ (см. кривую 1 на рис. 45). Разница вычисленных и измеренных значений имела четко выраженный колебательный характер с периодом около 21 года (см. кривую 2 на рис. 45). Расчетная формула содержала всего лишь одну экспоненту.

На рис. 51 представлен участок карты с обсерваториями Европы и прилегающих территорий. Возле каждой обсерватории построена полярграмма в плоскости $\delta X - \delta Y$. Направление оси полярграммы продолжено от точки расположения обсерватории до пересечения с другими направлениями. Оказалось, что все эти линии пересекаются в ограниченной области, практически в одной точке, названной авторами *эпицентром 60-летней вариации* (не следует путать с фокусом вековой вариации). Аналогичные исследования для территории Евразии показали, что после резкого изменения направления оси полярграммы в 1945—1950 гг. эпицентр первой половины столетия не сместился, а распался, новый же возник в совершенно другой точке. Отрезки полярграммы для последнего 20-летия указывают на существование двух эпицентров на этой территории (рис. 52).

Исследуя зависимость максимальной амплитуды приращения компоненты поля δZ и времени этого максимума в различных обсерваториях от расстояния до эпицентра и от азимута обсерватории относительно эпицентра, В. Головкин и Г. Коломийцева

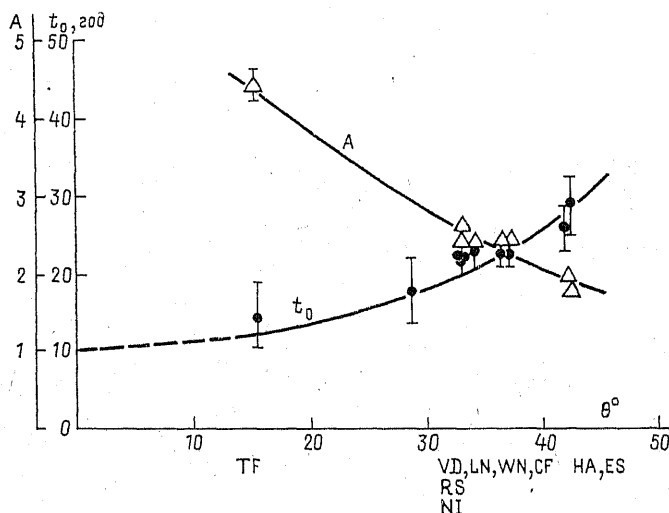


Рис. 53. Амплитуда A и время t_0 наступления максимума 60-летней вариации в Европе (первая половина XX в.) в зависимости от углового расстояния до эпицентра.

TF — Тбилиси; VD — Свердловск; LN — Ленинград; WN — Винчест; RS — Руде-Сков; NI — Нимег; CF — Шамбон-ля-Форе; HA — Хартленд; ES — Эскдейлмюр.

нашли, что изменения поля не зависят от азимута, а напоминают круговую волну, распространяющуюся от эпицентра со скоростью в несколько градусов в год. На рис. 53 приведены зависимости амплитуды (A) и времени (t_0) наступления ее максимума для первой половины нашего столетия (Европа) от углового расстояния до эпицентра. Расчет распространения магнитного поля от симметричной, изменяющейся лишь во времени токовой системы на поверхности ядро—мантия через электропроводящую мантию показал, что эффект разбегания кольцевой волны поля хорошо объясняется конечной скоростью распространения этого поля сквозь мантию. Таким образом, было установлено, что часть вековой вариации, имеющая характерные времена ~ 60 лет и амплитуды до $50 \div 80$ γ в год, связана с региональными процессами на границе ядро—мантия, процессами, неподвижными относительно мантии, которые приводят к возникновению и разрушению особенностей поля величиной до $2 \div 3$ тыс. γ на поверхности Земли.

К сожалению, недостаточность равноценных данных для поверхности всей Земли и ограниченность наблюдений не позволяют пока исследовать эти процессы в глобальном масштабе.

§ 3. Вековые вариации и другие геофизические явления

Трудно представить, что значительные и систематические изменения магнитного поля не сопровождаются другими геофизическими явлениями или изменениями других полей на поверхности Земли. Сопоставление временных изменений того или другого явления с изменениями геомагнитного поля, казалось бы, должно было дать однозначный ответ о существовании подобного рода взаимосвязей. Однако продолжительность наблюдений за тепловым потоком и гравитационным полем еще очень мала, а точность измерения их изменений пока еще такова, что не позволяет говорить о существовании у этих полей особенностей, подобных вековой вариации геомагнитного поля. Эти факты затрудняют сопоставление и самих полей. Строго говоря, прежде чем сопоставлять между собой, например, гравитационное и магнитное поля, мы должны были бы исключить переменную часть магнитного поля. Необходимость такой операции может быть проиллюстрирована работой Р. Хайда и С. Малина [218]. В этой работе авторы ставили перед собой цель найти взаимосвязь между магнитным и гравитационным полями. Для исключения западного дрейфа магнитное поле поворачивалось ими относительно гравитационного. При повороте примерно на 10° коэффициент корреляции между двумя полями вырос до 0,93.

Наиболее подробная информация для интервала в $100 \div 150$ лет имеется об изменениях скорости суточного вращения Земли [103]. Для этих изменений можно выделить характерные времена, близкие к характерным временам в изменениях геомагнитного поля. Обнаружение даже этого факта имеет важное значение для

развития представлений о природе магнитного поля, так как устанавливается связь между вращением Земли и механизмом генерации поля, а характерные времена изменений таковы, что их можно приписать только процессам в жидком ядре. Динамика процессов в твердых оболочках Земли определяется скоростями переноса энергии за счет теплопроводности, и характерные времена должны быть сравнимы с временами развития геопроцессов.

Установление факта связи между этими явлениями стимулировало появление ряда работ, исследовавших эту взаимосвязь. Е. Вестин искал корреляцию изменения скорости вращения Земли, которая является, естественно, интегральным эффектом процессов в ядре, с какими-либо интегральными параметрами в вековом ходе магнитного поля [317]. Такими параметрами он выбрал параметры эксцентричного диполя (координаты магнитного центра Земли). Обозначая положение эксцентричного диполя с помощью декартовых координат (x_0, y_0, z_0) и принимая за начало координат центр Земли, Е. Вестин определял α_0 и β_0 с помощью выражений

$$\operatorname{tg} \alpha_0 = y_0/x_0, \operatorname{tg} \beta_0 = z_0/(x_0^2 + y_0^2)^{1/2},$$

причем ось x лежит на Гринвичском меридиане. Тогда — $\partial \alpha_0 / \partial t = -\dot{\alpha}_0$, и $\partial \beta_0 / \partial t = \dot{\beta}_0$ — скорости западного и северного дрейфов магнитного центра. На основе такого анализа получилось хорошее совпадение флуктуаций скорости вращения Земли и скорости западного дрейфа — α_0 .

К сожалению, и временной ряд изменений поля, и временной ряд изменений скорости вращения Земли настолько коротки, что не дают ответа на важные вопросы: периодически ли явление, что является причиной и что — следствием.

В 1934 г. Н. Трубятчинский высказал предположение, что вековые вариации магнитного поля сосредоточены в немногих, но обширных зонах земной поверхности, имея, по-видимому, тесную связь с физическими процессами, происходящими в геосинклиналях и главным образом на стыках геосинклиналий [307]. Анализируя карты изопор 1942 г., А. Оль, казалось бы, подтвердил это предположение [107]. Потребовалось совсем немного времени и фокусы вековой вариации сместились к западу (скорость смещения $0,2^\circ$ в год), а геосинклинали остались на своих местах. Однако связь между изменениями поля и упругими напряжениями существует, что подтверждено более поздними исследованиями.

Можно указать на работы В. Афанасьевой, установившей 20-÷22-летнюю цикличность количества землетрясений [8]. Наличие того же периода в вековом ходе вряд ли может быть простым совпадением.

В целом поиски связей вековых вариаций с другими геофизическими характеристиками — направление весьма многообещающее, поскольку такие связи чрезвычайно важны для построения теории земного магнетизма.

§ 4. Аномалии векового хода

В 1930 г. начало развиваться новое направление — исследование аномалий вековой вариации, т. е. локальных изменений поля, обусловленных изменениями магнитных свойств горных пород. В нашей стране были проведены повторные съемки Крымского полуострова после Ялтинского землетрясения, во Франции была обнаружена Парижская аномалия, в Японии начали изучаться явления изменений поля, связанные с вулканической деятельностью и землетрясениями. Для постановки этих работ существенное значение имеет точность аппаратуры и методика измерений.

Вклад в вековую вариацию источников, расположенных в земной коре, может быть определен из анализа пространственной структуры векового хода. На рис. 54 приведена серия последовательных определений В. Орловым векового хода вдоль профиля пунктов векового хода, расположенных на расстоянии 4—5 км друг от друга на восточном Памире [108]. Для наглядности средние значения векового хода вдоль профиля вычтены из измеренных в каждом пункте. Резкие изменения векового хода в районе Гарма могут быть вызваны в силу их малых пространственных размеров только источниками в земной коре.

Характерным примером аномального векового хода являются изменения поля в обсерватории Вена-Кобенцл за последние 15÷20 лет. На рис. 55 представлены графики изменений элемента $Z(t)$ для цепочки европейских обсерваторий, расположенных примерно вдоль профиля, пересекающего Европу с юго-юго-востока на северо-северо-запад. Такое отличие изменений поля в Вене-Кобенцл от соседних обсерваторий может быть обусловлено только источниками на небольшой глубине — в коре или верхней мантии. Характерное время изменений поля составляет, очевидно, несколько десятков лет.

Тщательный анализ возможных причин изменения намагниченности пород в земной коре, проведенный многими исследователями, показал, что изменения с характерными временами в десять лет и меньше могут быть связаны только с упругими напряжениями. Механизм изменения намагниченности основан на

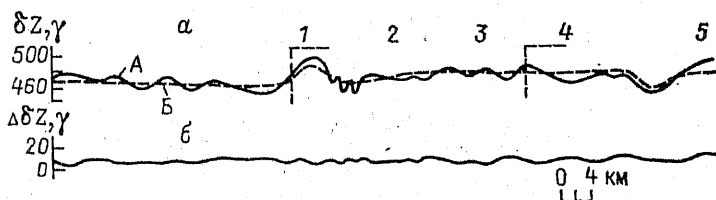


Рис. 54. Вековые изменения поля на Памире в районе Гарма.

a — сумма квадратичных ошибок определения Z в 1947 и 1955 гг.; b — суммарный вековой ход по повторным определениям 1947 и 1955 гг.; A — δZ по определениям 1947 и 1955 гг.; B — δZ , сглаженная с учетом квадратичных ошибок; 1 — Обо-Гарм; 2 — Вахшский хребет; 3 — хребет Петра Великого; 4 — Тавильдара; 5 — Дарвазский хребет.

возникновении анизотропии магнитных свойств при сжатии ферромагнетика одноосными напряжениями. Измеренный в лаборатории так называемый пьезомагнитный коэффициент, который определяется как

$$c = (1/\chi) (\partial\chi/\partial p) |_{T=\text{const}},$$

составляет для большинства горных пород $(0,3 \div 3) \cdot 10^{-4}$ см²/кг. Если упругие напряжения в земной коре по данным о горных давлениях могут доходить до сотен килограммов на квадратный сантиметр, а среднее значение аномального магнитного поля составляет $200 \div 300$ γ, то изменения этого поля в среднем должны также иметь величину порядка нескольких гамм, но в благоприятных случаях могут достигать десятков и сотен гамм. Таким образом, данные магнитометрии могут быть использованы для диагностики динамики упругих напряжений в земной коре.

Одним из самых заманчивых приложений этого метода является, очевидно, прогноз места и времени землетрясений, извержений вулканов и других явлений, связанных с быстрыми изменениями поля упругих напряжений в земной коре. Естественно, что характерные пространственно-временные характеристики магнитного эффекта прямо связаны с размерами областей изменяющихся на-

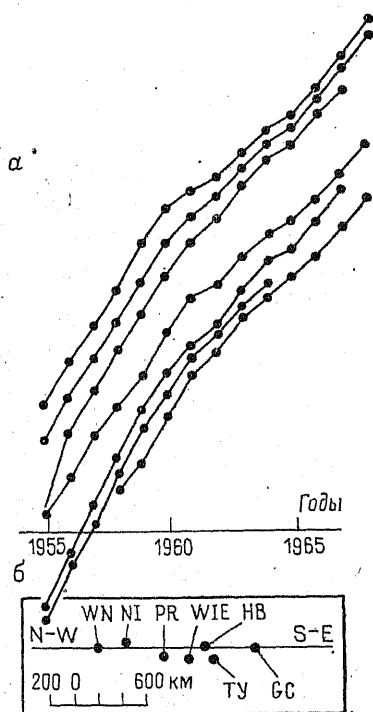


Рис. 55. Аномальные изменения вертикальной составляющей магнитного поля в obs. Вена-Кобенцл в сравнении с соседними обсерваториями (а) и схематическая карта расположения обсерваторий (б).

WN — Винчет; NI — Нимер; PR — Пругониче; WIE — Вена-Кобенцл; HB — Гурбаново; TU — Тихань; GC — Гроцка.

пряжений и с временами их изменчивости. Приведенный выше пример аномального векового хода в обсерватории Вена-Кобенцл имеет, вероятно, региональный характер и связан с «вековыми» изменениями упругих напряжений в зоне предальпийского прогиба, где расположена эта обсерватория. В этом случае зона действия эффекта представляет вытянутую структуру с поперечными размерами в десятки и длиной в сотни километров.

Локальные изменения поля, связанные с землетрясением, имеют размеры и характерные времена на порядок меньше. В районе Ташкента удалось путем серии повторных высокоточных измерений на профиле, пересекающем разрывно-флексурную зону, проследить в пространстве и времени развитие очага землетрясения и спад аномалии поля после осуществления землетрясения 12-го энергетического класса [271]. На рис. 56 представлены последовательные изменения поля вдоль профиля за два года перед землетрясением и спустя две недели после него. Аналогичные результаты получены и группой японских ученых в районе Мацусирского роя землетрясений, но в этом случае (как и в районе Гарма в СССР) изменения поля в единицы гамм были связаны не с отдельным средним по энергии землетрясением, а с роем мелких землетрясений. Характерные времена здесь оценивались в несколько месяцев. Хотя такое время и не входит формально в диапазон вековых вариаций, при наличии поверхностных источников изменения поля вряд ли возможно строгое соблюдение этого признака. В литературе и за этими изменениями часто сохраняется термин аномалии вековой вариации, хотя более точен термин *локальные изменения геомагнитного поля*. Работы такого направления развиваются в последние годы очень быстро, особенно в странах, подверженных разрушительным землетрясениям. Но даже если отвлечься от практической цели прогноза катастрофических событий, магнитные методы диагностики динамики упругих напряжений имеют существенное значение для геотектоники, вулканологии и других геофизических дисциплин.

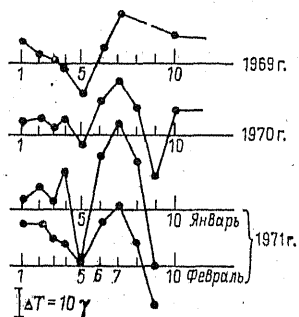


Рис. 56. Изменение геомагнитного поля перед землетрясением.

Расстояние между точками по маршруту 5 км; за начало отсчета принят уровень 1968 г.; землетрясение произошло в начале февраля 1971 г. в районе пп. 6—7.

ОСНОВЫ ТЕОРИИ ФЕРРОМАГНИТНЫХ ЯВЛЕНИЙ

Прежде чем перейти к изучению основных закономерностей изменения магнитного поля Земли в прошлые геологические эпохи, необходимо ознакомиться с физическими основами исследования древнего геомагнитного поля, с элементами теории ферромагнетизма, а также с основными ферромагнитными явлениями и процессами намагничивания ферромагнитных тел, находящихся в однородном внешнем поле при различных внешних условиях.

Вопрос о намагничивании ферромагнитных тел в однородном поле имеет большое значение и в теории магнитной разведки, так как магнитные аномалии вызываются ферромагнитными породами, залегающими на небольшой глубине в виде отдельных масс различной формы, намагниченных земным полем, которое ввиду относительно небольшого объема этих пород можно рассматривать как однородное. Всем перечисленным выше вопросам и посвящены гл. 6 и 7.

§ 1. Феноменологическая теория ферромагнетизма

Мысль о том, что намагниченное тело представляет собой совокупность элементарных магнетиков, обладающих неизменными магнитными моментами, ориентированными вдоль направления вектора внутреннего поля, высказывалась еще в первой половине XIX в. А. Ампером и В. Вебером. Более подробно позднее это предположение развил Дж. Юинг. И уже в 20-х годах нашего столетия эта мысль получила не только теоретическое, но и экспериментальное подтверждение. Современная теория ферромагнитных явлений основывается на том факте, что всем элементарным частицам присущи собственные магнитные моменты, которые при некоторых условиях могут принимать направление, совпадающее с направлением действующего на них магнитного поля.

В настоящее время установлено, что элементарным носителем магнитного момента является электрон, обладающий помимо собственного механического момента собственным магнитным моментом (μ). Собственный магнитный момент равен орбитальному магнитному моменту электрона с квантовым числом $n=1$.^{*} Этот момент, называемый магнетоном Бора, выражается через мировые константы в виде $\mu_B = eh/(4\pi m_e c) = 9,27 \cdot 10^{-21}$ эрг/Гс (e — заряд; m_e — масса электрона; h — постоянная Планка; c — скорость света).

^{*} В действительности в результате введения поправок вследствие квантовой природы электромагнитного поля его значение несколько больше: $1,00115 \mu_B$.

Ферромагнитные свойства присущи атомам только немногих элементов Периодической системы — это Fe, Ni, Co и редкоземельные Gd, Tb, Dy, Ho, Er, Tm. Для них характерны незамкнутые внутренние электронные оболочки, в результате чего выявляется нескомпенсированный спиновый магнитный момент.

Опыт показывает, что ферромагнитные свойства кристаллов существуют лишь до некоторой критической температуры (Θ), называемой *точкой Кюри*, выше которой ферромагнетики переходят в парамагнетики. В этом случае тепловая энергия становится больше энергии связи, удерживающей собственные магнитные моменты в направлении внутреннего магнитного поля. Например, для железа точка Кюри $\Theta = 1073$ К, поэтому энергия связи между двумя спинами должна быть не меньше, чем $E = k\Theta$ (где k — постоянная Больцмана), т. е. $E = 1,37 \cdot 10^{-16} \times 1073 = 1,4 \cdot 10^{-13}$ эрг. Энергия же, сообщенная магнетону внешним магнитным полем H , равна μH . При $H = 10^4$ Э $E = 9 \cdot 10^{-17}$ эрг, т. е. на три порядка ниже тепловой энергии. Поэтому при отсутствии другого какого-либо источника энергии ориентировать спины в направлении, совпадающем с направлением только одного внешнего поля (достижимой в настоящее время величины), невозможно. Таким образом, необходимо предположить существование у ферромагнетиков внутренней энергии, ответственной за ориентировку спинов в одном направлении.*

Внутренняя обменная энергия ферромагнетиков. Гипотеза о внутренней энергии ферромагнетиков впервые была высказана П. Вейссом [323] еще в 1907 г. Он предположил, что ферромагнетик при переходе через точку Кюри из области высоких температур к более низким под действием внутреннего поля самопроизвольно (спонтанно) намагничивается до насыщения. Чтобы объяснить существование намагниченного состояния ферромагнетика и зависимость намагниченности от внешнего поля, П. Вейссу пришлось допустить, что спонтанная намагниченность (J_s) ограничивается лишь небольшими областями (объемами), которые по отношению друг к другу могут ориентироваться так, что в целом ферромагнетик оказывается немагнитным, т. е. $M = \sum_i V_i J_s = 0$, где V_i — объем области спонтанного намагничивания. Эти области получили название *доменов*.

Спин вместе с атомом принимает участие в тепловом движении, тогда как домен в целом остается неподвижным. Поэтому для ориентировки магнитных моментов доменов по направлению внешнего поля не преодолевается энергия теплового движения, величина же энергии связи между доменами на много порядков ниже величины энергии теплового движения. Этим и объясняется тот факт,

* Подробное изложение современной теории пара- и ферромагнетизма можно найти в монографиях С. Вонсовского и Я. Шура [54], Р. Бозорта [25], С. Вонсовского [53], в учебном пособии Е. Боровика и А. Мильнера [5*]. (Номер литературы со звездочкой везде будет отсылать читателя к списку рекомендуемой литературы, приведенному в Приложении III).

что ферромагнетики можно намагничивать в слабых полях до насыщения.

Предположение П. Вейсса было гипотезой, не получившей физического объяснения, и лишь квантовая теория ферромагнетизма, предложенная Я. Френкелем и В. Гейзенбергом, дала ей строгое физическое истолкование.

Внутренняя энергия, благодаря которой спины устанавливаются параллельно друг другу, по правилам квантовой механики является энергией электростатического взаимодействия между спинами, обусловленной особыми некулоновскими силами, получившими название *обменных*, а сама энергия — *обменной*. Величина последней описывается в квантовой механике обменным интегралом, учитывающим взаимное расположение атомов в кристаллической решетке. Этот интеграл может иметь положительное или отрицательное значение, что зависит от расстояния между ядрами атомов. Если обменная энергия положительна, то спины устанавливаются однонаправленно, если же отрицательна — разнонаправленно. В первом случае возникает явление ферромагнетизма, а во втором — антиферромагнетизма. На рис. 57 представлена вычисленная Г. Бете зависимость величины обменной энергии от постоянной кристаллической решетки, выраженной в долях радиуса незамкнутой оболочки. Как видно, положительную энергию имеют лишь некоторые химические элементы: Fe, Co, Ni и Gd, обладающие ферромагнитными свойствами.

Исходя из того, что в устойчивом состоянии любое тело обладает минимальной свободной энергией F , можно выявить связь внутренней энергии, обуславливающей спонтанную намагниченность, с величиной этой намагниченности J_s и температурой T . Свободная энергия F описывается формулой $F=U-ST$, где U — плотность внутренней энергии тела; S — его энтропия. Плотность энергии U должна быть функцией намагниченности J_s , причем функцией четной, так как U не зависит от направления J_s . Поэтому П. Вейсс предположил, что U пропорциональна J_s^2 , т. е. $U=CJ_s^2$. Коэффициент пропорциональности можно выразить через величину намагниченности насыщения (J_{s0}) при абсолютном нуле: $C=U_{s0}/J_{s0}^2$, где U_{s0} — плотность энергии при $J_s=J_{s0}$. Обозначим через N число спинов в единице объема, тогда $B=U_{s0}/N$ будет выражать энергию взаимодействия двух соседних спинов, и, следовательно, $C=NB/J_{s0}^2$. Подставляя эти обозначения в формулу для U и при-

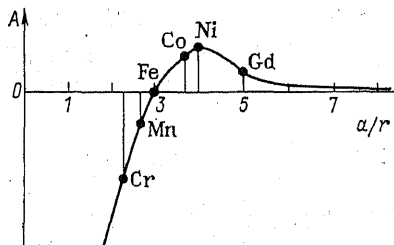


Рис. 57. Зависимость обменной энергии от отношения постоянной решетки к радиусу незамкнутой оболочки.

нимая во внимание, что U должна быть отрицательной, получаем

$$U = -NBj^2, \quad (125)$$

где $B > 0$ и $j = J_s/J_{so}$.

По закону Больцмана $S = k \ln W$, где W представляет собой число возможных способов осуществления состояния, при котором r спинов направлено вправо, а l — влево. Тогда $W = N!/(r!l!)$, при этом $(r-l)/N = j$. Следовательно

$$F = -NBj^2 - kT \ln [N!/(r!l!)].$$

Минимальную величину энергии найдем, если приравняем нулю производную от F по j , т. е. если $\partial F/\partial j = 0$. Произведя несложные операции, получим

$$j = \text{th} [2Bj/(kT)]. \quad (126)$$

Квантовая теория дает несколько иное выражение для j :

$$j = \text{th}(Aj/2kT), \quad (127)$$

где A — величина обменной энергии между двумя спинами. В соответствии с этой формулой и в уравнении (126) B должно быть заменено на $A/4$. Гиперболический тангенс при изменении аргумента от 0 до ∞ изменяется от нуля до единицы, поэтому j отлично от нуля в диапазоне температур до точки Кюри, причем

$$\Theta = A/2k. \quad (128)$$

Это можно показать, если построить график функции j от T/Θ , представленный на рис. 58. Из рисунка видно, что в пределах температур от 0 до Θ тело, обладающее энергией A , может находиться в намагниченном до насыщения состоянии без воздействия внешнего магнитного поля. На рис. 58 кроме теоретической зависимости j от T/Θ (сплошная кривая) даны экспериментальные зависимости

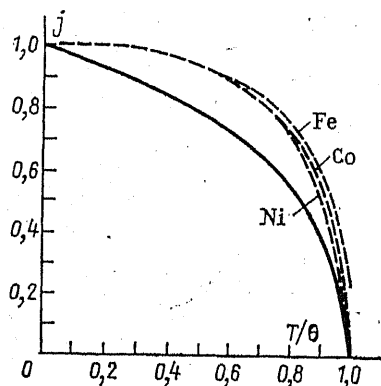


Рис. 58. Зависимость намагниченности насыщения от абсолютной температуры.

для Fe, Ni, Co (пунктир). Как видно, качественно теория дает правильное истолкование наблюдаемым явлениям, но количественно расхождения еще очень значительны.

Из равенства (128) вытекает, что обменная энергия A по порядку своей величины равна kT и не зависит от температуры. Самопроизвольная же намагниченность J_s согласно уравнению (127) является функцией температуры. Отсюда вытекает, что в образовании намагниченности J_s принимают участие как обменная энергия A , так и тепловая kT . С понижением температуры от точки Кюри обменная энергия, оставаясь величиной постоянной, начинает преобладать над тепловой, и поэтому намагниченность J_s возрастает, стремясь к максимальной величине при абсолютном нуле.

Если в каждом атоме z спинов ориентированы параллельно друг другу и однонаправленно, то величину обменной энергии единицы объема согласно уравнению (125), в котором B должно быть заменено на A , можно определить как

$$U_{\text{обм}} = -(NzA/2)j^2.$$

Если же имеются отклонения от параллельности, то обменная энергия между двумя спинами увеличивается на $\Delta U_{\text{обм}}$. Согласно квантовой теории, величина $\Delta U_{\text{обм}}$ определяется следующим уравнением:

$$\Delta U_{\text{обм}} = AS^2 \sum_{ij} \varphi_{ij}^2, \quad (129)$$

где S — спиновый механический момент, выражаемый в единицах $\hbar/2\pi$, φ_{ij} — угол между двумя спинами i и j .

Доменная структура ферромагнетиков. Причиной образования областей спонтанного намагничивания доменов является наличие в ферромагнетике, помимо энергии обменного характера, энергий других видов, которые также должны иметь минимальные величины, когда ферромагнетик принимает устойчивое состояние. Одну из таких энергий представляет энергия размагничивающего поля, которое, как указывалось в гл. 1, стремится размагнитить намагниченное тело. Напряженность размагничивающего поля $H_d = -NJ_s$, а собственная энергия любого постоянного магнита на единицу объема описывается уравнением $U_d = -H_d J_s/2$, поэтому

$$U_d = NJ_s^2/2. \quad (130)$$

Как видно, эта энергия становится минимальной, когда $N=0$, т. е. когда магнитный поток замкнут внутри намагниченного тела. Поэтому для ферромагнетика характерна такая внутренняя структура, при которой сохранялась бы спонтанная намагниченность и одновременно силовые линии замыкались бы внутри ферромагнетика. Такая структура может возникнуть, если объем ферромагнетика мысленно разбить на ряд областей, в каждой из которых вектор самопроизвольной намагниченности направить соответствующим образом. Так, на рис. 59 схематически представлены

возможные (1, 2) распределения спонтанно намагниченных областей с нулевым результирующим магнитным моментом и с нулевой собственной энергией U_d . Однако могут быть случаи, когда величина U_d отлична от нуля, но компенсируется каким-либо другим видом энергии. На рис. 59 показано распределение спонтанно намагниченных областей в виде ряда параллельных полосок, в которых направления векторов намагниченности J_s поочередно меняются. Расчеты показывают, что энергия размагничивания, приходящаяся на единицу площади, перпендикулярной направлению J_s , в этом случае равна $U_d = 0,8525 J_s D$, где D — ширина полоски. Во всех этих случаях обменная энергия остается постоянной, так как величина ее не зависит ни от направления вектора намагниченности J_s , ни от формы и величины доменов. Казалось бы, для намагничивания ферромагнетика, имеющего любую доменную структуру, требуется преодолеть лишь размагничивающие силы. Однако в действительности дело обстоит значительно сложнее. Внутри домена существует, помимо размагничивающих сил, еще ряд сил, обусловленных внутренним строением ферромагнетика. Эти силы зависят от направления вектора спонтанной намагниченности; в одних ферромагнетиках их влияние больше, в других — меньше, чем и обусловлены различия магнитных свойств разных ферромагнитных материалов.

Размер и форма доменов зависят от внешней формы ферромагнетика, так как размагничивающие силы являются функцией его размеров, и от тех внутренних сил, которые обусловлены самим ферромагнетиком. Так, в кристаллах кубической системы, к которым относятся Fe и Ni, домены имеют форму кубиков, стороны которых параллельны соответствующим сторонам всего кристалла. В кристаллах гексагональной системы, какими являются монокристаллы Co, домены имеют вид параллелепипедов, вытянутых вдоль оси кристалла.

В настоящее время гипотеза доменной структуры ферромагнетиков получила экспериментальное подтверждение. Домены можно непосредственно наблюдать под микроскопом, если на полированную поверхность ферромагнетика нанести эмульсию, представляю-

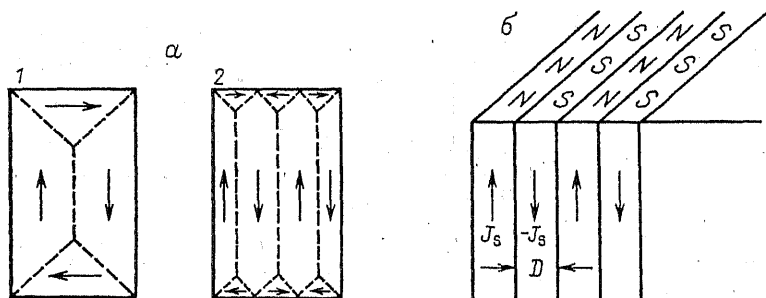


Рис. 59. Схематическое изображение спонтанных областей в виде замкнутых систем (а) и параллельных полосок (б).

щую собой смесь масла и тонкого порошка магнетита. Так как на границе двух доменов силовые линии их магнитных полей имеют наибольший градиент плотности, то частицы магнетита сосредотачиваются как раз на этих границах доменов и тем самым оконтуривают их.

Энергия граничного слоя. В монокристаллах железа два соседних домена могут иметь направления вектора намагниченности J_s , отличающиеся на 180° либо на 90° , а в кристаллах кобальта — лишь на 180° . При такой структуре доменов на границе двух доменов должно возникать обменное взаимодействие между двумя соседними спинами с энергией $2A \approx kT$. Эту энергию необходимо было бы при намагничивании преодолеть энергией внешнего поля. В этом случае процесс намагничивания монокристалла происходил бы скачкообразно, так как собственные магнитные моменты в соседнем домене сохраняли бы свое направление до тех пор, пока энергия внешнего поля не стала бы равной энергии обменного взаимодействия. В действительности же процесс намагничивания идет плавно, без каких-либо скачков (исключая скачки Баркгаузена). Поэтому необходимо предположить, что граница между доменами представляет собой слой конечной ширины d , в котором спины располагаются по винтообразной поверхности, как показано на рис. 60. При таком расположении каждые два соседних момента будут составлять друг с другом малый угол φ , и обменная энергия их согласно уравнению (129) будет иметь величину

$$U_{\text{обм}} = AS^2\varphi^2. \quad (131)$$

Если на протяжении d расположено n спинов, то $\varphi = \pi/n$, и поэтому обменная энергия такой цепочки спинов составит $AS^2\pi^2/n^2$, т. е. в n^2 раз меньше, чем если бы отсутствовал граничный слой.

При повороте моментов от 0 до 180° , как показано на рис. 60, некоторые моменты должны будут занимать положение вдоль осей трудного намагничивания.* Поэтому наряду с обменной энергией в промежуточном слое возникает энергия анизотропии U_a (см. § 2). Сумма обеих энергий должна быть минимальной. Сумма обменной энергии и энергии анизотропии, рассчитанная для промежуточного слоя с площадкой в 1 см^2 , носит название *плотности поверхност-*

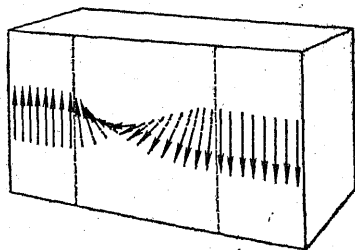


Рис. 60. Изменение направления спиновых магнитных моментов в граничном слое (показан пунктиром).

* О кристаллографической анизотропии см. § 2 настоящей главы.

ной или граничной энергии σ . Порядок величины σ и толщину промежуточного слоя легко оценить, если приближенно подсчитать величину обеих энергий: обменной и анизотропии. Положим, что моменты в слое расположены в виде цепочки, как показано на рис. 60. Если обозначить постоянную решетки кристалла через a , число спинов в промежуточном слое через n , то ширина промежуточного слоя будет $d=na$, а на 1 см^2 должно приходиться $1/a^2$ спиновых моментов. В таком случае плотность обменной энергии выразится, согласно уравнению (131):

$$U_{\text{обм}} = \pi^2 AS^2 n / (n^2 a^2) = \pi^2 AS^2 / (na^2).$$

Энергия анизотропии U_a приближенно равна постоянной анизотропии K , умноженной на объем na с площадью 1 см^2 , т. е. $U_a = Kna$, следовательно:

$$\sigma = \pi^2 AS^2 / (na^2) + Kna.$$

$$\begin{aligned} \text{Минимальной величина этой энергии будет, если } d\sigma/dn = \\ = -\pi^2 AS^2 / (n^2 a^2) + Ka = 0, \text{ откуда } n = [\pi^2 AS^2 / (Ka^3)]^{1/2}, \sigma = \\ = 2\pi (AKS^2/a)^{1/2}. \end{aligned}$$

Так как энергия AS^2 имеет порядок $k\Theta \approx 10^{-13}$ эрг, постоянная решетки $a = 10^{-8}$ см и $K \approx 10^5$ эрг/см³, то $n = 300$; $\sigma \approx 1$ эрг/см².

Размер доменов. Возникновение энергии в промежуточном слое между доменами является причиной того, что размеры доменов принимают вполне определенную величину, так как равновесие системы наступает тогда, когда размагничивающая и граничная энергии в сумме достигают минимального значения.

Зависимость размера доменов от величины граничной энергии можно видеть на следующем примере. Положим, что имеется монокристалл в форме параллелепипеда с осью легкого намагничивания, параллельной его оси симметрии. Тогда доменная структура такого кристалла будет представлять ряд параллельных полосок, векторы намагниченности которых направлены, как показано на рис. 59. Положим, что длина такого кристалла l , а площадь поперечного сечения равна единице. Обозначим ширину каждого домена через b , тогда число таких доменов N на единице длины будет $1/b$, а, следовательно, граничная энергия $U_{\text{гр}} = \sigma(l/b)$. Энергия же размагничивания или *магнитостатическая* ($U_{\text{мс}}$), как мы видели, для такой структуры равна $0,8525 J_s^2 b$. Следовательно, минимум суммы этих энергий найдем, если приравняем производную от нее по b нулю, т. е. $-\sigma l/b^2 + 0,8525 J_s^2 = 0$. Тогда ширина слоя $b = (1/J_s) \sqrt{(\sigma l/0,85)}$. При $l = 1 \text{ см}$ $b \approx 10^{-3}$ см.

Уже на этом примере видно, что размер доменов зависит не только от величины граничной энергии, но и от формы и структуры кристалла, а также и от формы самих доменов. При замкнутом магнитном потоке внутри ферромагнетика (см. рис. 59) размеры доменов могут быть значительно большими по сравнению с найденными в данном примере.

§ 2. Основные типы взаимодействий в ферромагнитном кристалле

Ранее было уже сказано, что изменение направления намагниченности в кристалле связано с наличием внутри него различных сил, препятствующих этому изменению. Перейдем к рассмотрению энергии этих сил в монокристаллическом ферромагнетике.

Энергия анизотропии. Монокристаллы ферромагнетиков обладают свойствами анизотропии в отношении их магнитных свойств. Так, монокристалл железа, имеющий кубическую форму, намагничивается под действием одного и того же поля различно по разным кристаллографическим осям (рис. 61). Как видно из рисунка, вдоль оси $[100]$ кристаллы железа намагничиваются наиболее быстро, поэтому ось $[100]$ получила название *оси легкого намагничивания*; наоборот, вдоль оси $[111]$ кристаллы намагничиваются более медленно, эта ось названа *осью трудного намагничивания*.

Энергия U , которая требуется для намагничивания любого тела до некоторой величины намагниченности J , определяется формулой $U = \int_0^J H dJ$. Графически этот интеграл представляет собой площадь между осью ординат и кривой намагничивания. Из рис. 61 видно, что для намагничивания кристалла железа по оси $[111]$ требуется значительно бо́льшая энергия, чем по оси $[100]$. Разность этих энергий $U_{[111]} - U_{[100]} = U_k$ носит название *энергии кристаллографической магнитной анизотропии*.

Избыток или разность энергии, затрачиваемой на намагничивание кристалла единичного объема в любом направлении до насыщения, по отношению к энергии намагничивания по оси $[100]$ также называется *плотностью энергии анизотропии* U_k . Следовательно, в общем случае $U_k = \int_0^{J_s} (H - H_{[100]}) dJ$.

Если обозначить косинусы углов, составленных вектором J_s с осями кристалла, через s_1, s_2, s_3 , то плотность энергии анизотропии для железа и никеля (кубическая система) выразится формулой

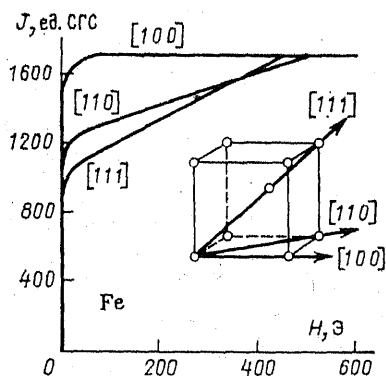


Рис. 61. Основные кривые намагничивания монокристалла железа по трем осям.

$[100]$ — вдоль ребра; $[110]$ — вдоль диагонали; $[111]$ — вдоль диагонали куба.

$$U_k = K_0 + K_1(s_1^2 s_2^2 + s_2^2 s_3^2 + s_1^2 s_3^2) + K_2 s_1^2 s_2^2 s_3^2 + \dots, \quad (132)$$

где K_0 , K_1 и K_2 — постоянные коэффициенты, называемые *постоянными кристаллографической анизотропии*, которые находятся опытным путем. Для кристаллов гексагональной системы (кобальт) она имеет вид

$$U_k = K_1 s_1^2 + K_2 s_1^4.$$

Согласно первому принципу термодинамики, работа внешних сил (работа намагничивания) должна равняться изменению внутренней энергии кристалла. Если обозначить внутреннюю энергию кристалла в ненамагниченном состоянии через U_0 , а в намагниченном — через U , то $\int_0^s H dJ = U - U_0$, и поэтому энергия анизотропии U_k выразится как $U_k = U - U_{[100]}$, где $U_{[100]}$ — внутренняя энергия, соответствующая намагничиванию кристалла вдоль оси $[100]$. Следовательно, энергия кристаллографической магнитной анизотропии есть внутренняя энергия, вызываемая внутренними силами в кристалле.

Природа этих сил до сих пор окончательно еще не выяснена, но, по всей вероятности, обусловлена магнитным взаимодействием спиновых и орбитальных магнитных моментов электронов в атомах кристаллической решетки. Теоретические рассуждения [6], основанные на таком представлении, приводят к выводу, что анизотропия должна быть тем меньше, чем симметричнее кристаллическая решетка. Опытные данные полностью согласуются с таким выводом. Так, для железа и никеля, у которых решетка наиболее симметрична, постоянная анизотропии K имеет значение порядка 10^5 эрг/см³, тогда как у кристалла кобальта, имеющего одну ось симметрии, постоянная K имеет порядок 10^7 эрг/см³.

Роль энергии магнитной кристаллографической анизотропии в процессе самопроизвольного намагничивания ферромагнетика заключается в том, что при переходе через точку Кюри домены могут намагничиваться лишь в направлении осей легкого намагничивания. Так, в кристаллах железа и никеля они будут иметь шесть направлений J_s : три — по направлению осей кристалла и три — по направлению противоположному. В кристаллах кобальта лишь два направления: по направлению оси и противоположное.

Магнитоупругая энергия и энергия упругих напряжений. Из опыта известно, что при намагничивании ферромагнетик меняет свои размеры в направлении вектора намагничивающего поля. Такое явление получило название *магнитострикции* и характеризуется относительной величиной удлинения ферромагнетика при намагничивании его до насыщения. Эта величина, рассчитанная из соображений симметрии кристалла Н. Акуловым [6], выражается формулой:

$$\lambda = (3/2)\lambda_{[100]} \left(\sum_i s_i^2 \gamma_i^2 - \frac{1}{3} \right) + 3\lambda_{[111]} \sum_i \sum_j s_i s_j \gamma_i \gamma_j, \quad (133)$$

где $\lambda_{[100]}$, $\lambda_{[111]}$ — магнитоотрицательность в направлениях осей $[100]$ и $[111]$ соответственно; s_i и γ_i — направляющие косинусы углов вектора намагниченности \mathbf{J}_s и направления \mathbf{r} , в котором происходит намагничивание.

При переходе ферромагнетика через точку Кюри появляется доменная структура, и вследствие магнитоотрицательности в ферромагнетике возникают упругие напряжения. Магнитоотрицательность будет появляться и при любом изменении намагничивающего поля. Если деформация в этом случае не выходит за пределы упругости, то плотность магнитоупругой энергии может быть выражена следующей формулой: $U_{\text{м}} = E\lambda/2$, где E — модуль Юнга. Тогда, учитывая (133), магнитоупругую энергию можно представить выражением

$$U_{\text{м}} = (E/2) \left[\frac{3}{2} \lambda_{[100]} \left(\sum_i s_i^2 \gamma_i^2 - \frac{1}{3} \right) + 3\lambda_{[111]} \sum_i \sum_j s_i s_j \gamma_i \gamma_j \right]^2 \quad (134)$$

Для продольного эффекта магнитоотрицательности, когда $s_i = \gamma_i$ и $\sum_i s_i^2 = 1$, выражение (134) будет иметь вид:

$$U_{\text{м}} = (E/2) [\lambda_{[100]} + 3(\lambda_{[111]} - \lambda_{[100]})(s_1^2 s_2^2 + s_2^2 s_3^2 + s_1^2 s_3^2)]. \quad (135)$$

Сравнивая формулы (135) и (132), можно видеть, что оба выражения одинаково зависят от направляющих косинусов s_i . Сложив выражения (132) и (135), получим формулу для плотности общей энергии магнитной анизотропии:

$$U_a = K'_0 + K'_1(s_1^2 s_2^2 + s_2^2 s_3^2 + s_1^2 s_3^2) + K'_2 s_1^2 s_2^2 s_3^2 + K'_3(s_1^2 s_2^2 + s_2^2 s_3^2 + s_1^2 s_3^2)^2,$$

где K'_0 , K'_1 и K'_2 , K'_3 имеют смысл новых констант, называемых *постоянными анизотропии*.

Предположим, что в направлении, определяемом косинусами γ_i , приложено внешнее напряжение σ . Тогда при намагничивании кристалла в направлении γ ему необходимо преодолеть это напряжение, затратив работу $R = \lambda\sigma$, которая перейдет в потенциальную энергию, называемую *энергией упругих напряжений* и определяемую формулой:

$$U_y = -\lambda\sigma = -\sigma \left[\frac{3}{2} \lambda_{[100]} \left(\sum_i s_i^2 \gamma_i^2 - \frac{1}{3} \right) + 3\lambda_{[111]} \sum_i \sum_j s_i s_j \gamma_i \gamma_j \right].$$

Магнитостатическая энергия. Намагниченный ферромагнетик, как было показано в гл. 1, создает внутри себя размагничивающее поле, зависящее от его формы и определяемое в общем случае формулой $H_d = -NJ_s$ (N — коэффициент размагничивания, являющийся тензорной величиной). Следовательно, ферромагнетик, находящийся в этом поле, обладает энергией

$$U_{mc} = -\frac{1}{2}(J_s H_d) = -\frac{1}{2} J_s^2 \sum_{ij} N_{ij} s_i s_j. \quad (136)$$

Эта энергия получила название *магнитостатической*.

Магнитная энергия. Находясь в магнитном поле H , ферромагнетик должен обладать магнитной энергией, которая, очевидно, равна:

$$U_m = -(J_s H) = -J_s H \sum_i s_i h_i, \quad (137)$$

где h_i — направляющие косинусы вектора H .

Общая внутренняя энергия ферромагнетика представляет собой сумму всех энергий, зависящих от направляющих косинусов s_i , т. е. с точностью до аддитивной постоянной

$$U = U_a + U_y + U_{mc} + U_m. \quad (138)$$

Условия устойчивого состояния ферромагнетика. Устойчивое состояние ферромагнетика, независимо от того, намагничен он или нет, будет, очевидно, определяться минимумом внутренней энергии, т. е. случаем, когда

$$\partial U / \partial s_i = 0; \quad i = 1, 2, 3. \quad (139)$$

Однако ввиду того, что s_i не являются независимыми переменными, а связаны соотношением

$$\sum_{i=1}^3 s_i^2 = 1, \quad (140)$$

при рассмотрении устойчивого состояния к трем условиям (139) необходимо добавить и четвертое (140).

Таким образом, вся задача нахождения зависимости намагниченности ферромагнетика от намагничивающего поля и механических напряжений сводится к нахождению устойчивого состояния, определяемому уравнениями (139) и (140) при заданных внешних условиях.

Нетрудно показать, как это сделал Н. Акулов [6], что уравнения (139) и (140) могут быть сведены к уравнениям следующего вида:

$$\partial U / \partial s_i = s_i \sum_j s_j (\partial U / \partial s_j). \quad (141)$$

Так как выражения всех видов энергии являются функциями, однородными относительно s_i с разной лишь степенью однороднос-

ти n , то по теореме Эйлера $\sum_j s_j (\partial U / \partial s_j) = nU$, и уравнения (141) можно заменить уравнениями

$$\partial U / \partial s_i = s_i (4U_a + 2U_y + 2U_{mc} + U_m). \quad (142)$$

Это и есть те необходимые условия, при которых ферромагнетик может находиться в устойчивом состоянии. Однако они все же недостаточны, так как равенство производной нулю определяет лишь экстремальные величины энергии. Поэтому для нахождения минимальных значений необходимо определить знак второй производной от U по s_i . Если $\partial^2 U / \partial s_i^2 < 0$, то имеем максимум, если же $\partial^2 U / \partial s_i^2 > 0$ — минимум.

§ 3. Процесс намагничивания ферромагнитного кристалла

Намагничивание однодоменного кристалла. Рассмотрим на примере железа процесс намагничивания кристалла кубической системы, т. е. зависимость J от H . Ввиду симметрии кристалла относительно всех осей коэффициент размагничивания N будет один и тот же по всем трем осям, т. е. независим от направления вектора намагничивания J , вследствие чего магнитостатическая энергия будет постоянной ($U_{mc} = NJ_s^2/2 = \text{const}$). Поэтому для нахождения устойчивого состояния кристалла необходимо принять во внимание лишь энергию анизотропии, магнитную и упругую энергии, сумму которых можно записать как

$$U = -K \sum_i s_i^4 - J_s H \sum_i h_i s_i - \frac{3}{2} \sigma \left(\lambda_{[100]} \sum_i s_i^2 \gamma_i^2 + \right. \\ \left. + 2\lambda_{[111]} \sum_i \sum_j s_i \gamma_i s_j \gamma_j \right). \quad (143)$$

Предположим напряженность поля H настолько большой, что энергиями анизотропии и магнитоупругой можно пренебречь, тогда общая энергия будет определяться лишь магнитной энергией, и, следовательно, условия равновесия можно будет записать как $h_i = s_j \sum_j h_j s_j$, $j=1, 2, 3$. Умножив каждое из этих уравнений на h_i и сложив их, получим $\sum_i h_i^2 = (\sum_i h_i s_i)^2 = 1$. Следовательно, $h_1 = s_1$, $h_2 = s_2$, $h_3 = s_3$, т. е. при достаточно большом значении H кристалл кубической системы намагничивается до насыщения в направлении вектора этого поля.

Пусть далее магнитная энергия сравнима с энергией анизотропии. Для упрощения расчетов направим поле \mathbf{H} и напряжение σ по одной из осей кристалла, например по оси x . Тогда условия равновесия (141) примут вид:

$$4Ks_1^3 - s_1(4K\sum_i s_i^4 + J_s H s_1 + 3\sigma\lambda_{[100]}s_1^2) = -HJ_s - 3\sigma\lambda_{[100]}s_1,$$

$$\begin{aligned}
4Ks_2^2 - s_2(4K \sum_i s_i^2 + J_s H s_1 + 3\sigma\lambda_{[100]}s_1^2) &= 0, \\
4Ks_3^2 - s_3(4K \sum_i s_i^2 + J_s H s_1 + 3\sigma\lambda_{[100]}s_1^2) &= 0.
\end{aligned}
\tag{144}$$

Эти условия удовлетворяются, если положить $s_1 = \pm 1$, $s_2 = s_3 = 0$. Однако из условия минимальности энергии вытекает, согласно уравнению (143), что при $K > 0$, s_i может иметь лишь знак плюс, т. е. вектор намагниченности должен совпадать с направлением вектора поля \mathbf{H} .

Так как уравнения (144) имеют четвертую степень, то, помимо найденных решений, система имеет еще несколько корней. Из последних двух уравнений (144) вытекает, что либо $s_2 = s_3$, либо одно из них равно нулю. В первом случае вектор \mathbf{J}_s может занимать любое положение в диагональной плоскости (110), во втором — в плоскости (100). Так как при достаточно большом H он должен совпадать с осью x , то в первом случае при увеличении H от 0 до ∞ вектор \mathbf{J}_s должен, вращаясь в диагональной плоскости, проходить через диагональ куба, т. е. через ось трудного намагничивания, тогда как во втором он пройдет через диагональ грани, которая, как мы видели, является осью более легкого намагничивания. Поэтому минимальной величине энергии будут соответствовать решения $s_2 = 0$ или $s_3 = 0$. Положив $s_3 = 0$, умножив первое уравнение (144) на s_2 , второе — на s_1 и вычтя одно из другого, получим

$$4K(s_2^2 - s_1^2)s_1 = HJ_s + 3\sigma\lambda_{[100]}s_1,$$

откуда, заменяя направляющий косинус s_1 через относительную намагниченность $s_1 = j = J/J_s$ и пользуясь тем, что $s_1^2 + s_2^2 = 1$, получаем:

$$\begin{aligned}
H = \frac{4K}{J_s}(1 - 2j^2)j - \frac{3\sigma\lambda_{[100]}}{J_s} \quad \text{или} \quad H = \frac{4K - 3\sigma\lambda_{[100]}}{J_s} j - \\
- \frac{8K}{J_s} j^3.
\end{aligned}
\tag{145}$$

Таким образом, зависимость j от H (в данном случае H от j), удовлетворяющая условиям экстремума энергии кристалла, выражается кривой, которая является разностью прямой линии и кубической параболы, проходящих через начало координат. Вид этой кривой в пределах j от -1 до $+1$ (по абсолютному значению j не может быть больше единицы) показан на рис. 62.

Чтобы найти те точки кривой, которые соответствуют минимальной величине энергии, необходимо определить знак второй производной от U . Так как по законам магнитостатики $H = \partial U / \partial J = (1/J_s)(\partial U / \partial j)$, то минимальное значение U будет, когда $dH/dj > 0$. Из рис. 62 видно, что участок кривой от P до P' имеет касательные, тангенс угла наклона которых больше нуля, и, следовательно, этот участок соответствует минимальной величине

энергии, т. е. устойчивому состоянию. Так как минимальное значение энергии имеет место при $s_1=1$, $s_2=s_3=0$, то точки прямых $j=\pm 1$, параллельных оси абсцисс, также будут соответствовать устойчивому состоянию. Поэтому при намагничивании кристалла железа из нулевого состояния ($j=0$) намагниченность j с увеличением H будет расти по кривой до точки P , а затем скачком перейдет в точку P_1 на прямой $j=1$, и ее величина будет сохраняться до тех пор, пока H не станет равным $-(4K+3\sigma\lambda_{[100]})/J_s$, т. е. пока прямая $j=1$ не пересечет S -образную кривую. Точка пересечения A соответствует неустойчивому состоянию на этой кривой, поэтому намагниченность скачком перейдет на прямую $j=-1$ (точка B). При всех дальнейших изменениях поля намагниченность будет изменяться по гистерезисному циклу $ABCD$, коэрцитивной силой которого является абсцисса точки A :

$$H_c = -(4K + 3\sigma\lambda_{[100]})/J_s. \quad (146)$$

При $\sigma=0$, т. е. в отсутствие внешних напряжений:

$$H_c = 4K/J_s.$$

Для кристаллов с одной осью легкого намагничивания, каким является кобальт:

$$H_c = 2K/J_s. \quad (147)$$

При $K \ll \sigma$ $H_c = 3\sigma\lambda_{[100]}/J_s$. Нетрудно вычислить величину H_c . Так, для железа, у которого $K = \pm 4,2 \cdot 10^5$ эрг/см³, $J_s = 1710$ ед. СГС и $\lambda_{[100]} = 19,5 \cdot 10^{-6}$, коэрцитивная сила $H_c = 1000$ Э, что на три порядка выше наблюдаемых значений.

Однако это противоречие теории и эксперимента вполне оправдано, так как при выводе мы не принимали во внимание доменной структуры кристалла, предполагая, что кристалл состоит из одной области спонтанной намагниченности.

Выше было указано, что в кристаллах железа вектор самопроизвольной намагниченности может иметь направление лишь параллельное ребрам куба. Это же вытекает из условия минимума энергии, которое при $H=\sigma=0$, очевидно, удовлетворяется лишь при $s_1 = \pm 1$.

Таким образом, процесс намагничивания однодоменных кристаллов кубической системы

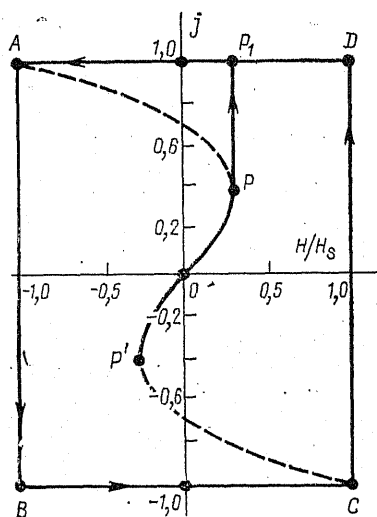


Рис. 62. S -образная кривая намагничивания кристалла кубической системы.

заключается во вращении вектора \mathbf{J}_s в плоскости (100), если первоначально он составляет некоторый угол с направлением намагничивающего поля \mathbf{H} , и во внезапном повороте вектора на 180° , если направление его было противоположно вектору \mathbf{H} . Такой процесс намагничивания характерен для всех ферромагнетиков (даже имеющих другую кристаллическую решетку).

Следует отметить, что внешнее напряжение σ в зависимости от знаков K и σ либо увеличивает, либо уменьшает величину j пропорционально H , как это показывает формула (145). В отсутствие поля напряжения не может вызвать какого-либо увеличения намагниченности, но создает дополнительную анизотропию кристалла, что легко можно показать из условия минимума энергии при $H=0$.

Намагничивание монокристалла с доменной структурой. Если кристалл состоит из многих доменов, то процесс намагничивания в полях, напряженность которых меньше коэрцитивной силы, связан с поворотом спинов в промежуточном слое на угол ϕ , равный углу между двумя соседними спинами. При таком повороте спины граничной области присоединятся к спинам домена, и тем самым увеличится его объем за счет уменьшения ширины промежуточного слоя. Это уменьшение вызовет увеличение обменной энергии в слое, вследствие чего спины соседнего домена противоположного направления повернутся на угол $-\phi$ и присоединятся к спинам промежуточного слоя, тем самым восстановится ширина слоя. В результате произойдет смещение границы в сторону домена, магнитный момент которого противоположен действующему полю. Такой процесс смещения будет происходить, пока действует внешнее поле и пока какая-либо причина не остановит это движение. Для такого смещения границы, или, точнее, для поворота всех спинов на малый угол ϕ , требуется ничтожная энергия, так как при движении границы никакой энергии не затрачивается, если нет каких-либо препятствий, увеличивающих поверхностную энергию.

Смещение границ между доменами будет происходить при любом направлении вектора внешнего поля \mathbf{H} , отличном от 90° , так как наличия малой величины составляющей этого поля в направлении вектора магнитного момента домена достаточно, чтобы объем его начал увеличиваться. Следовательно, домены, направления магнитных моментов которых составляют с внешним полем \mathbf{H} острые углы, будут расти за счет остальных, и в результате общий магнитный момент ферромагнетика станет отличным от нуля и примет направление, близкое к направлению вектора поля \mathbf{H} .

Таким образом, процесс намагничивания в начальной части кривой намагничивания заключается в смещении границ между доменами и росте одних доменов за счет уменьшения других. Этот процесс будет происходить до тех пор, пока весь монокристалл не превратится в одну область, намагниченную до насыщения в направлении оси легкого намагничивания.

При дальнейшем увеличении поля начинается поворот общего вектора J_s в направлении воздействующего поля по закону, определяемому формулой (145). Этот процесс заканчивается, когда направление вектора намагниченности насыщения совпадает с направлением вектора поля H . После этого начинается третий этап процесса намагничивания, который называется *парапроцессом* и заключается уже в росте величины самого насыщения J_s , что связано с увеличением числа параллельных и однонаправленных спинов в каждом атоме. Теория этого процесса еще разрабатывается, и поэтому останавливаться на ней мы не будем.

Процесс смещения доменов при намагничивании в настоящее время можно наблюдать непосредственно, пользуясь магнитооптическими эффектами Керра и Фарадея.

Явление гистерезиса при смещении границ доменов. В идеальном монокристалле ферромагнетика, в котором нет никаких посторонних включений и решетка которого не искажена никакими внутренними и внешними напряжениями, энергия магнитного поля при движении границ должна была бы затрачиваться лишь на преодоление размагничивающих сил. В действительности же идеальной кристаллической решетки не только у поликристаллов, но и у монокристаллов не существует. Любой дефект решетки изменяет те внутренние силы, которыми обусловлена граничная энергия. Поэтому при перемещении границ доменов вдоль кристалла граничная энергия меняется, и движение границы либо тормозится, когда эта энергия возрастает, либо ускоряется, когда энергия уменьшается. Неоднозначная зависимость состояния тела от внешних условий (запаздывание) и называется *гистерезисной*, а само явление — *гистерезисом*.

Изменение плотности граничной энергии σ в зависимости от положения границы в кристалле можно представить в виде некоторой периодической функции (рис. 63). Так как устойчивое состояние монокристалла соответствует минимуму энергии, то граница домена, переместившись под действием внешнего поля из одного положения в другое, после выключения поля не вернется в первоначальное положение, а займет новое, соответствующее ближайшему минимуму кривой на рис. 63, так как иначе ей предстояло бы преодолеть «энергетические барьеры» U_1 , U_2 , U_3 . Для такого преодоления необходимо было бы приложить поле H_c , вектор которого направлен в обратную сторону, а величина напряженности определяется равенством

$$\Delta U_{\max} = 2H_c J_s \Delta V,$$

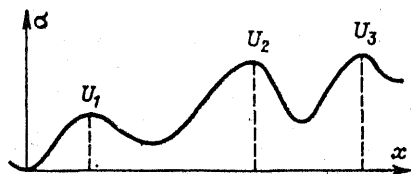


Рис. 63. Изменение плотности граничной энергии по пути движения доменной границы.

где ΔU_{\max} — величина максимального энергетического барьера; ΔV — объем, на который увеличился один домен и уменьшился другой при перемещении границы на расстояние Δx . Отсюда

$$H_c = (1/2I_s) (\Delta U_{\max}/\Delta V). \quad (148)$$

Так как $\Delta V = S\Delta x$, где S — поверхность граничного слоя, то предыдущее выражение может быть записано в несколько иной форме:

$$H_c = (1/2J_s) (\Delta\sigma/\Delta x_{\max}),$$

Козрцитивная сила H_c , характеризующая явление гистерезиса в слабых полях, как мы видим, пропорциональна максимальному энергетическому барьеру ΔU_{\max} . Таким образом, гистерезис в начальной части кривой намагничивания (см. рис. 61) объясняется наличием энергетического барьера на пути движения границы домена. Причиной таких барьеров могут быть включения немагнитных частиц, а также неравномерные, периодически меняющиеся внутренние напряжения. Включения уменьшают эффективную площадь границы, так как спины нейтральных атомов не принимают участия в образовании поверхностной энергии. Периодические напряжения в домене вызывают уменьшение магнитоупругой энергии, которая в данном случае входит в состав поверхностной энергии.

§ 4. Свойства малых частиц ферромагнетика

Ранее уже было указано, что граничная энергия сдерживает дробление ферромагнетика на все меньшие домены. Поэтому возникает вопрос, могут ли существовать частицы с однодоменной структурой и каков тогда должен быть их размер.

Рассмотрим этот вопрос на примере шаровой частицы. Пусть имеются два шарика одинакового радиуса R , один из которых намагничен полностью до насыщения, т. е. представляет собой один домен, а второй разделен на два домена поверхностью, проходящей через его центр. Эти два домена намагничены противоположно друг другу. Энергия первого шарика является целиком магнитостатической:

$$U_{\text{мс}} = NJ_s^2 V/2 = 8\pi^2 J_s^2 R^3/9; \quad (149)$$

энергия второго представляет собой сумму граничной энергии ($U_{\text{гр}} = \pi R^2 \sigma$) и магнитостатической, которая в два раза меньше, чем у первого, так как коэффициент размагничивания N в этом случае примерно в два раза меньше. Следовательно, общая энергия второго шарика будет равна

$$U = \pi R^2 \sigma + 4\pi^2 J_s^2 R^3/9. \quad (150)$$

Если эта энергия больше, чем магнитостатическая первого шарика, то возникает однодоменная структура. Если же она меньше,

то более устойчивым состоянием будет двухдоменная структура. Наибольший, или критический радиус $R_{кр}$, при котором еще может существовать однодоменная структура, определяется из условия равенства выражений (149) и (150):

$$R_{кр} = 9\sigma / (4\pi J_s^2). \quad (151)$$

Значения $R_{кр}$, получаемые по этой формуле, приводят, однако, в некоторых случаях к противоречиям. Так, для железа, у которого $\sigma = 1,8$ эрг/см² и $J_s = 1710$ ед. СГС, формула дает $R_{кр} = 10^{-6}$ см, что меньше ширины граничного слоя и явно невозможно. Однако для тех ферромагнетиков, у которых намагниченность насыщения значительно меньше, чем у железа, формула дает вполне допустимые значения $R_{кр} \sim 10^{-5}$ см, которые уже согласуются с величиной ширины слоя.

Таким образом, теоретически однодоменные частицы могут существовать, и размер их таков, что их можно непосредственно наблюдать. Опытным путем установлено, что такие частицы действительно существуют. Будучи всегда намагничены до насыщения под действием магнитного поля, они могут лишь поворачивать свой магнитный момент, равный VJ_s . Если частица обладает анизотропией и имеет изометрическую форму (шар, куб), то вращение магнитного момента будет происходить по закону, установленному выше, и ее коэрцитивная сила будет выражаться формулой (147). Если же частица имеет удлиненную форму (в виде эллипсоида или призмы), то в отсутствие внешнего магнитного поля ее магнитный момент будет направлен вдоль большей оси этого тела, так как в этом случае размагничивающее поле будет наименьшим.

Положим, что частица имеет форму эллипсоида и на нее действует поле H в направлении, противоположном вектору J_s . При повороте вектора самопроизвольной намагниченности размагничивающее поле H_d эллипсоида будет увеличиваться, и, следовательно, будет увеличиваться и энергия, необходимая для такого поворота. Пусть угол, составляемый вектором J_s с большей осью эллипсоида, будет θ . Тогда величина магнитостатической энергии

$$U_{мс} = VJ_s^2(N \cos^2 \theta + M \sin^2 \theta), \quad (152)$$

где N и M — коэффициенты размагничивания эллипсоида по осям x и y , определяемые формулой (57). Максимальную и минимальную величины этой энергии найдем, приравняв производную выражения (152) нулю, т. е. $(M - N) \sin \theta \cos \theta = 0$, откуда $\theta_1 = 0$, $\theta_2 = 180^\circ$. Следовательно, $U_{\max} = VJ_s^2 M$, $U_{\min} = VJ_s^2 N$. Потенциальный же барьер $\Delta U = U_{\max} - U_{\min} = V(M - N)J_s^2$, а коэрцитивная сила, согласно уравнению (148):

$$H_c = J_s(M - N). \quad (153)$$

В частности, когда полуось эллипсоида $a \gg b$, $N \simeq 0$, $M \simeq 2\pi$:

$$H_c = 2\pi J_s. \quad (154)$$

Если же частицы представляют собой порошок, где оси легкого намагничивания расположены хаотически, то, как показал Л. Нель, для кристаллов кубической формы $H_{c, \text{ср}} = 0,64 K/J_s$. Таким образом, для железа получается величина $H_c = 160$ Э.

Горные породы во многих случаях представляют собой механическую смесь малых частиц ферромагнитных минералов, вкрапленных в немагнитную матрицу, и, как показывает опыт, к ним вполне применима данная теория малых частиц.

§ 5. Антиферромагнетизм

Более 25 лет назад была обнаружена особая группа химических соединений, кристаллы которых обладают несколько иными магнитными свойствами. Эта группа соединений получила название *антиферромагнетиков*. К ним принадлежат все минералы, которые обуславливают магнитные свойства горных пород, вследствие чего при изучении последних необходимо знать общие свойства антиферромагнетиков и их структуру. Антиферромагнетики в свою очередь подразделяются на два типа: скомпенсированные антиферромагнетики и ферриты или ферримагнетики.

Скомпенсированные антиферромагнетики. Они во многом сходны по своим свойствам с парамагнетиками. Магнитная восприимчивость их такого же порядка, как и у парамагнетиков: $10^{-5} \div 10^{-6}$ ед. СГС. Особенность же их — в аномальном поведении магнитной восприимчивости при нагревании и охлаждении. При некоторой температуре T_N магнитная восприимчивость антиферромагнетиков достигает максимальной величины, выше которой она ведет себя, как у парамагнетиков, подчиняясь закону Кюри — Вейсса. Эта точка получила название *точки Нееля*, или *антиферромагнитной точки Кюри*. Помимо изменения магнитных свойств, при этой температуре происходит резкое изменение и других физических свойств: теплоемкости, плотности и т. д., как это имеет место у ферромагнетиков.

Типичным представителем антиферромагнетиков среди магнитных минералов является гематит (Fe_2O_3), магнитная восприимчивость которого $\chi = 10^{-6}$ ед. СГС, а точка Нееля $T_N = 675^\circ \text{C}$ (948 К).

Ферриты. Эти антиферромагнетики мало чем отличаются по магнитным свойствам от ферромагнетиков, за исключением того, что магнитная восприимчивость их значительно ниже, чем у железа, никеля и кобальта. К ферритам принадлежит целая группа соединений, имеющих общую кристаллическую структуру и общую химическую формулу $(M\text{OFe}_2\text{O}_3)$, где M — любой двухвалентный элемент, такой, как Zn, Ca, Ir, Ge, Ni, Cr, Fe, Co, Mg. Из этого числа ферритов особый интерес для геомагнетизма представляет

феррит железа — магнетит (FeOFe_2O_3) с различными примесями, так как наблюдаемые магнитные свойства громадного большинства горных пород в основном обусловлены этим минералом, являющимся составной частью горных пород.

Все ферриты — кристаллы кубической системы, решетка которых подобна решетке минерала шпинель (MgAl_2O_4), поэтому их структура и получила название *шпинельной*. В шпинели ионы кислорода образуют приблизительно гранецентрированную решетку, в узлах которой помещаются ионы металлов. Узлы разбиваются на два типа, которые, вслед за Л. Неелем, названы *А* и *В*. Узлы (или подрешетка) *А* окружены четырьмя ионами кислорода и образуют по отношению к этому кислороду тетраэдр, а узлы (или подрешетка) *В* окружены шестью ионами кислорода, образуя октаэдрическую решетку. Каждая элементарная ячейка кристалла состоит из восьми молекул феррита. На рис. 64 представлена модель ячейки кристалла магнетита.

Как показывает рентгеноструктурный анализ, некоторые из ферритов имеют структуру, одинаковую со структурой шпинели, а именно: у одних двухвалентный ион M входит в подрешетку *А* и Fe^{+3} — в подрешетку *В*; у других же ион M входит в подрешетку *В*, а Fe^{+3} — в подрешетку *А* и *В*. Решетка первых называется *нормальной шпинельной* и обозначается $M^{+2}(\text{Fe}^{+3}\text{Fe}^{+3})\text{O}_4^{-2}$, решетка вторых — *инверсионной*, или *обратной шпинельной*, и обозначается $\text{Fe}^{+3}(M^{+2}\text{Fe}^{+3})\text{O}_4^{-2}$. Магнетит имеет инверсионную структуру кристаллической решетки, и поэтому его формула записывается как $\text{Fe}^{+3}(\text{Fe}^{+2}\text{Fe}^{+3})\text{O}_4^{-2}$.

Свойства антиферромагнетиков и ферритов не укладываются в рамки современных теорий пара- и ферромагнетизма. У антиферромагнетиков пока не объяснены поведение магнитной вос-

приимчивости и существование точки Нееля, у ферритов — низкие величины магнитной восприимчивости и намагниченности насыщения. Так, например, насыщение магнетита в соответствии с квантовой теорией ферромагнетизма должно быть в три с половиной раза больше, чем наблюдаемая величина. Магнитный момент трехвалентного атома железа эквивалентен пяти магнетонам Бора, а двухвалентного — четырем магнетонам, поэтому магнитный момент молекулы магнетита должен был бы содержать 14 магнетонов Бора. Однако, исходя из того, что у магнетита при $T=0$

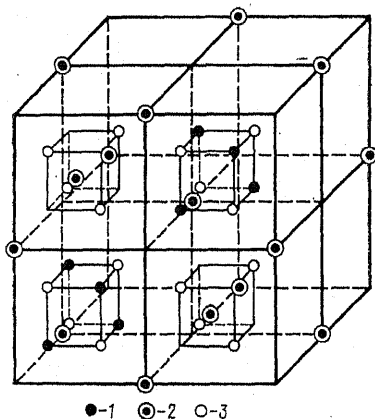


Рис. 64. Модель ячейки кристалла магнетита.

1 — ионы Fe^{+2} ; 2 — ионы Fe^{+3} ; 3 — ионы O^{-2} .

$J_s = 518$ ед. СГС, получаем всего четыре магнетона Бора ($n=4$). Действительно, n определяется по формуле: $n = J_s M / (\mu_B N \rho)$, где M — молекулярная масса; μ_B — магнетон Бора; N — число Авогадро; ρ — плотность. Подставляя в эту формулу значения указанных констант, получаем $n \approx 4$.

Чтобы объяснить это явление, Л. Неель высказал предположение, что магнитные моменты атомов в узлах подрешеток А и В направлены противоположно друг другу [264]. В таком случае каждый трехвалентный атом подрешетки А будет компенсировать трехвалентный атом подрешетки В, и общий магнитный момент молекулы будет образован двухвалентным атомом железа подрешетки В. Предположение Л. Нееля блестяще подтвердилось в опытах К. Шелла с дифракцией нейтронов [293], которые показали, что у всех антиферромагнетиков магнитные моменты атомов в кристаллической решетке располагаются параллельно и разнонаправленно, т. е. имеют, как и у ферромагнетиков, упорядоченное расположение. Эта упорядоченность проявляется в том, что у ферромагнетиков атомные магнитные моменты при переходе через точку Кюри самопроизвольно устанавливаются параллельно друг другу и однонаправленно, а в антиферромагнетиках происходит чередование направлений в соседних плоскостях. Если число атомных магнитных моментов в одном направлении равно числу атомных магнитных моментов в противоположном направлении, то происходит компенсация магнитных моментов, и вещество в этом случае ведет себя как парамагнетик. Если же количества параллельных разнонаправленных атомных магнитных моментов не равны, то нескомпенсированная часть магнитных моментов обуславливает поведение вещества подобно ферромагнитным телам. В этом случае вещество называется *ферритом* (ферри-магнетиком).

Подобно ферромагнетикам ферриты также имеют доменную структуру, и к ним применимы все выводы теории ферромагнетизма. (Долгое время их и рассматривали как типичных представителей класса ферромагнетиков.) Поэтому теория ферритов имеет самостоятельное значение лишь при объяснении молекулярной

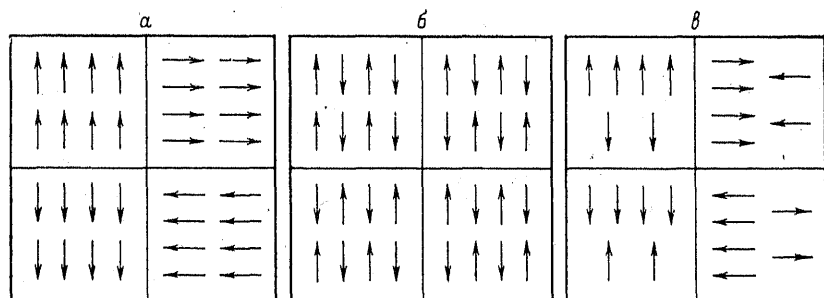


Рис. 65. Модель расположения спинов в доменах.
а — ферромагнетики; б — антиферромагнетики; в — ферриты.

структуры и величины намагниченности ферритов и точки Нееля для чистых антиферромагнетиков. Все другие явления объясняются обычной теорией ферромагнетизма. На рис. 65 приведена модель расположения спинов в доменах веществ разных классов.

Кроме общих ферромагнитных свойств ферриты обладают и некоторыми специфическими свойствами, объясняемыми их своеобразной молекулярной и кристаллической структурой. Эти свойства проявляются в самопроизвольном изменении величины магнитного момента молекулы, а следовательно, и величины насыщения.

Согласно опытам Е. Вервея, Е. Гейльмана и др., ионы Zn^{+2} , Ca^{+2} , Ga^{+2} , In^{+2} , Ge^{+2} по преимуществу занимают места во внешней подрешетке *A*, тогда как ионы Ni^{+2} , Cr^{+2} , Ji^{+4} , Sn^{+4} — во внутренней подрешетке *B* [316]. Ионы же металлов Mg^{+2} , Al^{+3} , Fe^{+2} , Co^{+2} , Fe^{+3} могут, по обстоятельствам, быть как в подрешетке *A*, так и в подрешетке *B*, и, таким образом, могут переходить из подрешетки *A* в подрешетку *B*. Относительное количество перешедших ионов *n*, как показал Л. Неель, определяется по формуле:

$$n(n+1) = (n-1)^2 \exp[-E/(kT)].$$

Из нее видно, что если $T=0$, то переход ионов невозможен. При $E=kT$, т. е. когда энергия перехода равна средней энергии теплового движения, $n=0,2$ и при $T=\infty$ $n=0,33$. Подобные переходы наблюдались в следующих ферритах: $ZnFe_2O_4$, $NiFe_2O_4$, $CdFe_2O_4$, $MgFe_2O_4$. Примером замещения иона Fe другим ионом может служить замещение в феррите $NiFe_2O_4$ части ионов Fe^{+3} ионами алюминия, этот феррит имеет такую структуру: $Fe^{+3}(Ni^{+2}Fe^{+3})O_4^{-2}$. Если ионы алюминия будут полностью находиться в подрешетке *B*, то структура смешанного феррита будет иметь вид $Fe^{+3}(Ni^{+2}Al_n^{+3}Fe_{1-n}^{+3})O_4^{-2}$. Принимая во внимание, что число магнетонов Ni^{+2} равно двум, молекулярный магнитный момент насыщения будет $\mu_s = (-5+2+5-5n)\mu_B = (2-5n)\mu_B$. Следовательно, при $n=0,4$ $\mu_s=0$ и при $n>0,4$ становится отрицательным. Положим, что $n=1$, т. е. ион алюминия полностью заменяет один ион железа в молекуле, но при этом *k*-я часть ионов алюминия находится в подрешетке *A*, а остальные $1-k$ — в подрешетке *B*, тогда молекула приобретает вид $Fe_{1-k}^{+3}Al_k^{+3}(Ni^{+2}Al_{1-k}^{+3}Fe^{+3})O_4^{-2}$. Молекулярный магнитный момент в этом случае будет $\mu_s = (-5+2+5k-5k)\mu_B = -3\mu_B$. Следовательно, μ_s может принимать значения от $-3\mu_B$ до $+7\mu_B$. Опыт показывает, что такой феррит, будучи охлажден от точки Нееля, имеет $\mu_s=0,24\mu_B$, если же его отжечь, то он приобретает магнитный момент, равный $\mu_s=-0,64\mu_B$, т. е. происходит самопроизвольное обращение или инверсия вектора намагниченности. Для того, чтобы такая инверсия произошла в лабораторных условиях, необходим, как показал Э. Гортер [209], отжиг при $T=400^\circ C$ (673 K) в течение нескольких часов. В естественных же условиях этот процесс может происходить и при нормальной температуре, но для этого требуется продолжительное время.

МАГНЕТИЗМ ГОРНЫХ ПОРОД

§ 1. Виды намагничивания

Изучение намагниченности горных пород, особенностей ее образования и разрушения представляет интерес с трех точек зрения. Во-первых, на способности горных пород сохранять в течение миллионов лет намагниченность, полученную ими в период их образования, основана палеомагнитология, т. е. магнетизм горных пород является физической базой для палеомагнитных исследований. Во-вторых, магнитные свойства минералов, входящих в горные породы, состав этих минералов зависят от условий, в которых образовывалась, формировалась и существовала порода, т. е. исследование магнетизма горных пород позволяет изучать строение и эволюцию Земли. И, наконец, познание механизма намагничивания ферромагнитных тел в однородном поле и его природы имеет большое значение в развитии теории магнитной разведки, так как магнитные аномалии вызываются именно ферромагнитными породами.

В этой главе мы и рассмотрим вопросы, связанные с намагничиванием любых ферромагнитных тел, находящихся в однородном поле при различных внешних условиях.

Намагниченность ферромагнетика (J) зависит не только от величины намагничивающего поля, но и является функцией целого ряда таких факторов, как температура, переменное магнитное поле, механические напряжения, время, химические превращения. Однако все эти факторы действуют лишь при наличии внешнего постоянного магнитного поля или в том случае, когда ферромагнетик уже получил свою остаточную намагниченность под действием этого поля. Поэтому наблюдаемая остаточная намагниченность горных пород, называемая *естественной* и обозначаемая J_d^* , может быть результатом действия почти всех указанных факторов. Процесс намагничивания под действием поля и одного из этих дополнительных факторов происходит по собственным законам и имеет свое собственное наименование:

кратковременное намагничивание при постоянной температуре называется *мгновенным намагничиванием*, при комнатной температуре — *нормальным*;^{**}

намагничивание в постоянном поле при действии переменного поля с амплитудным значением напряженности, убывающим от

* В иностранной литературе употребляется также обозначение NRM (Natural Remanent Magnetization).

** Многие исследователи это намагничивание называют *изотермическим*, что, на наш взгляд, неудачно, так как изотермическими могут быть и другие виды намагничивания, например, вязкое, идеальное, химическое.

величины насыщения для данного ферромагнетика до нуля, носит название *идеального намагничивания*;

намагничивание в постоянном магнитном поле при уменьшении температуры от точки Кюри до некоторой температуры получило название *термонамагничивания*;

намагничивание в постоянном магнитном поле при уменьшении температуры в интервале между точкой Кюри и комнатной температурой называется *парциальным термонамагничиванием*;

намагничивание в постоянном магнитном поле при химических реакциях и перекристаллизации, которые сопровождаются изменением размера зерен ферромагнетика, называют *химическим*;

намагничивание в постоянном магнитном поле при наложении или изменении механических напряжений называют *пьезонамагничиванием*, при неоднократном изменении или переменных нагрузках в неизменном поле — *динамическим*;

осаждение в магнитном поле взвешенных в жидкости или газе частиц, имеющих собственный магнитный момент любого происхождения, сопровождается *ориентационным намагничиванием*;

возрастание намагниченности в постоянном поле с течением времени есть *вязкое намагничивание*, при одновременном увеличении температуры происходит *термовязкое намагничивание*;

наконец, изменение в постоянном магнитном поле температуры в окрестности изотропной точки, где константа кристаллографической магнитной анизотропии переходит через нуль, сопровождается *переходным термонамагничиванием*.

Ниже дается описание закономерностей каждого из этих процессов, приводящих к возникновению намагниченности соответствующего вида.

§ 2. Нормальная и идеальная намагниченности

Нормальная намагниченность. Этот вид намагничивания возникает при кратковременном намагничивании ферромагнетика в условиях комнатной температуры. Эмпирические закономерности процесса такого намагничивания графически выражаются кривыми, показывающими зависимость нормальной намагниченности J от величины намагничивающего поля. Эти кривые носят название *основных* или *технических кривых намагничивания*, если процесс начинается с «нулевого» состояния ферромагнетика (т. е. когда начальное состояние его является полностью размагниченным), и *гистерезисных кривых*, если в начале процесса намагничивания или размагничивания ферромагнетик уже имел намагниченность.

Необходимо отметить, что размагниченное состояние получается в результате охлаждения ферромагнетика от точки Кюри в отсутствие постоянного поля или в результате действия переменного поля с убывающим до нуля амплитудным значением напряженности, при этом начальная амплитуда должна быть больше величины поля насыщения. В первом случае состояние носит название *абсолютно нулевого* состояния, во втором — *нулевого*. Основные

кривые намагничивания в обоих случаях несколько отличаются друг от друга.

При температурах выше и ниже комнатной форма кривых намагничивания остается той же, но по мере возрастания температуры величина намагниченности насыщения уменьшается, и насыщение достигается в меньших полях (рис. 66).

В слабых магнитных полях нормальная намагниченность, как установил Дж. Релей, является квадратичной функцией приложенного магнитного поля, т. е. $J = \kappa_r H + bH^2$ (первый закон Релея). Здесь κ_r — обратимая восприимчивость. Нормальная остаточная намагниченность J_r^* в области Релея выражается в соответствии со вторым законом Релея соотношением

$$J_r = bH^2/2.$$

Идеальная намагниченность. При помещении образца в переменное магнитное поле величина его намагниченности периодически будет изменяться по гистерезисной кривой. Если амплитуда переменного поля постепенно меняется от максимального значения до нуля, то гистерезисные циклы также меняются, становясь все меньше и меньше, пока вершины их A и B (рис. 67) не сольются в начале координат и, следовательно, намагниченность образца не станет равной нулю. Такой процесс носит название *процесса размагничивания образца*. Он происходит лишь в том случае, если начальная амплитуда переменного поля больше того поля, в котором образец приобрел нормальную намагниченность. Если же процесс размагничивания происходит в присутствии постоянного магнитного поля (например, земного), то вместо размагничивания образца в итоге получится сильное намагничивание его. В этом случае гистерезисные циклы (рис. 67), сдвигаясь постоянным полем вправо от оси ординат, делаются асимметричными относительно этой оси, и с каждым периодом ординаты правых вершин циклов A становятся по абсолютной величине все больше и больше левых, которые, как будет показано ниже, пройдя через нулевое значение, переходят из отрицательной полуплоскости в по-

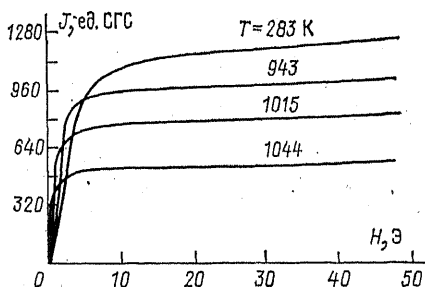


Рис. 66. Технические кривые намагничивания при разных температурах.

* В иностранной литературе используется также обозначение IRM (Isothermal Remanent Magnetization).

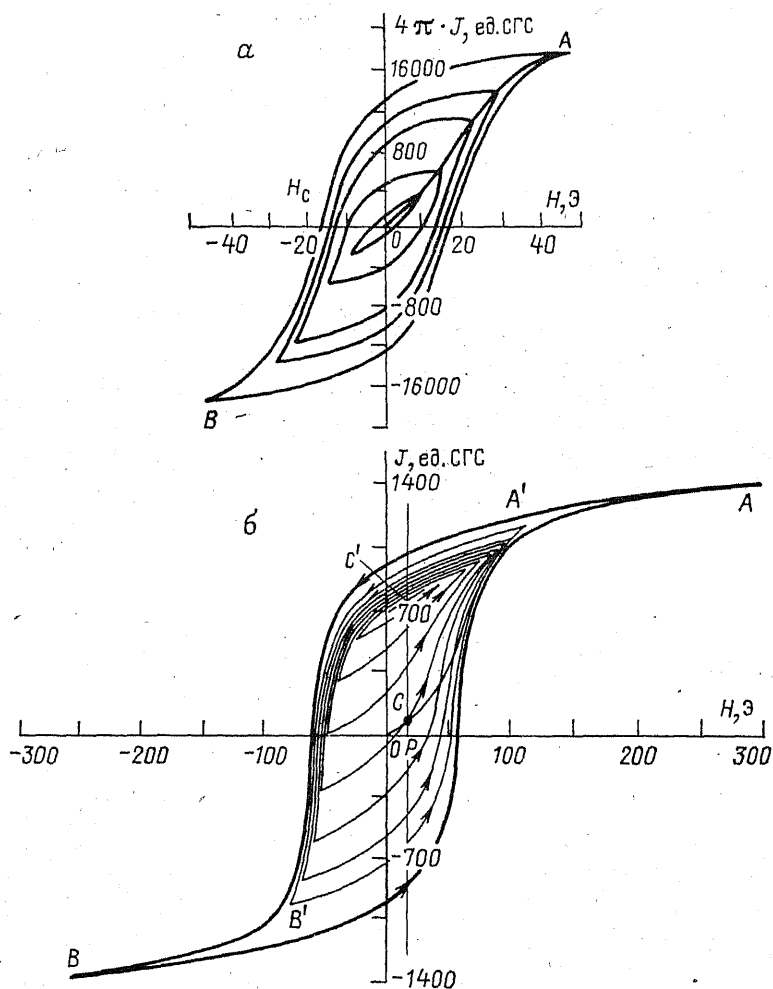


Рис. 67. Ход гистерезисных циклов с уменьшением амплитуды переменного поля от максимального значения до нуля при отсутствии (а) и наличии (б) постоянного поля.

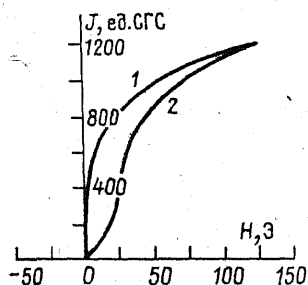


Рис. 68. Кривые намагничивания.
1 — идеальная; 2 — основная.

ложительную, и, наконец, обе вершины сливаются в одной точке C' . Из рис. 67 видно, что ордината точки C' , т. е. намагниченность образца, должна быть значительно больше ординаты точки C , соответствующей полю H при нормальном намагничивании. Ордината точки C' зависит от начальной амплитуды напряженности переменного поля: чем больше начальная амплитуда, тем больше ордината точки C' . Предельная ордината получается при амплитуде, равной полю насыщения, при котором достигается и предельная гистерезисная кривая.

Намагниченность, определяемая ординатой точки C' , получила название *идеальной намагниченности*. Величина ее при неизменной начальной амплитуде переменного поля зависит от напряженности постоянного поля. Такая зависимость от постоянного поля дана на рис. 68 в виде кривой, называемой *идеальной кривой намагничивания*. Этот термин впервые введен Е. Гумлихом и В. Штейнгаузом [296]. Идеальная остаточная намагниченность обозначается $J_{H.}$ *

Итак, идеальное намагничивание происходит по тем же эмпирическим законам, что и нормальное, представляя лишь результат наложения одних процессов намагничивания на другие.

Необходимо отметить, что механические воздействия (удары, вибрации, сжатие и растяжение) при наличии в образце остаточной или индуктивной намагниченности аналогичны действию переменного поля с убывающей амплитудой.

§ 3. Термоостаточная намагниченность

Измерения естественной остаточной намагниченности горных пород показывают, что величина ее J_n для большинства пород во много раз превосходит их индуктивную намагниченность, определяемую уравнением $J = \kappa H_T$, где H_T — напряженность магнитного поля Земли. Отношение $J_n / (\kappa H_T) = Q$, введенное И. Кенигсбергером для характеристики магнитных свойств горных пород [238], колеблется в широких пределах, достигая иногда десятков единиц. В среднем для большинства кристаллических пород $Q = 2 \div 10$. Объяснить это явление с точки зрения тех закономерностей, которые изложены в предыдущих параграфах, можно, лишь предположив, что напряженность земного магнитного поля в прошлые геологические эпохи была во много раз больше современной, либо что породы подвергались действию переменных магнитных полей, либо механическим ударам и вибрации.

С первыми двумя предположениями вряд ли можно согласиться, так как ни теоретически, ни экспериментально они не объясняются. Последнее же предположение действительно справедливо, так как породы испытывают переменное давление: сжатие, растяжение и быстрые колебательные движения (сейсмические). Однако

* В иностранной литературе используется также обозначение ARM (Anhyseretic Remanent Magnetization).

опыт показывает, что изменение намагниченности под действием этих причин не может объяснить величину Q , наблюдаемую в действительности.

Причина больших значений Q была найдена И. Кенигсбергером, который экспериментально установил факт увеличения намагниченности горных пород при охлаждении их в земном магнитном поле от точки Кюри до комнатной температуры [235]. Изверженные породы, обладающие высоким значением Q , в эпоху своего образования находились при температуре значительно выше точки Кюри ферромагнитных минералов и поэтому, остывая в земном магнитном поле, приобрели ту высокую намагниченность, которую мы наблюдаем. Такое намагничивание, как показали опыты, наблюдается не только у образцов горных пород, но и у любых ферромагнитных тел и, следовательно, является общим свойством ферромагнетиков.

Процесс намагничивания при изменении температуры можно проследить, наблюдая за величиной намагниченности при нагревании и охлаждении образца в постоянном поле. Характерным примером может служить кривая на рис. 69, представляющая циклический процесс изменения намагниченности образца магнетита при изменении температуры от 20°C (293 K) до точки Кюри и обратно в поле с $H=51\text{ Э}$ (4060 А/м). Рисунок показывает, что при повышении температуры наблюдается рост J , который в относительных единицах тем больше, чем меньше напряженность постоянного поля. При этом максимальное значение J приходится на область температур, близких к точке Кюри, после чего величина намагниченности резко падает, стремясь к нулю в точке Кюри.

При охлаждении кривая намагниченности идет выше первоначальной кривой, при этом намагниченность резко возрастает в том же интервале температур, в котором наблюдается максимум ее при нагревании. Ниже этого интервала намагниченность плавно увеличивается.

После выключения поля H намагниченность уменьшается, принимая некоторое значение, которое носит название *термоостаточ-*

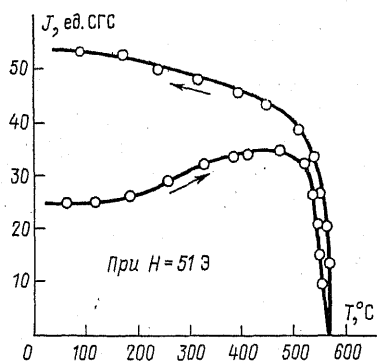


Рис. 69. Зависимость намагниченности образца магнетита от температуры в постоянном поле.

ной намагниченности и обозначается J_{rt}^* . Полученная таким образом намагниченность зависит от величины напряженности постоянного поля (H), в котором охлаждается образец, и от начальной (T_1) и конечной (T_2) температур, при которых это поле воздействовало на образец. Для отражения условий, при которых образовалась эта намагниченность, будем обозначать ее и как $J_{T_1 H}^{T_2}$. В частности, если в процессе охлаждения поле действовало от температуры T_1 до комнатной, введем обозначение $J_{T_1 H}$, если же начальной температурой воздействия поля является точка Кюри, то $J_{\Theta H}$. Таким образом, $J_{\Theta H}$ является полной термоостаточной намагниченностью в поле H .

Зависимость $J_{T_1 H}^{T_2}$ от температурного интервала, в котором она была получена (при $T_1 - T_2 = 50^\circ \text{C}$) выражается кривой, типичный вид которой показан на рис. 70. Как видно, наибольшие изменения остаточной намагниченности происходят в области температуры, близкой к точке Кюри. Эта температура получила название *блокирующей* T_b .

Зависимость $J_{\Theta H}$ от поля H имеет вид, аналогичный зависимости J от H при идеальном намагничивании (рис. 71). Сравнение J_{rt} и J_r показывает, что влияние температуры, как и влияние переменного магнитного поля, наиболее резко сказывается в слабых полях. Так, у пирротина отношение J_{rt}/J_r в малых магнитных полях достигает большой величины.

Остаточная намагниченность, получаемая в результате охлаждения в поле H от температуры T_1 до температуры T_2 , носит назва-

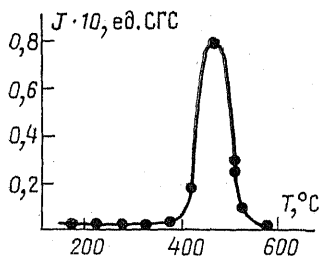


Рис. 70. Зависимость парциальной термоостаточной намагниченности $J_{T_1 H}^{T_2}$ от температуры T_1 .

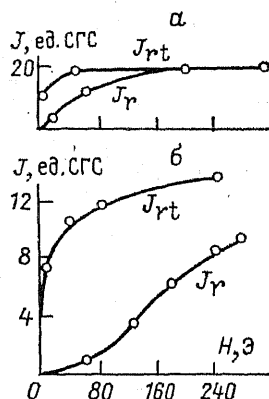


Рис. 71. Зависимость термоостаточной J_{rt} и нормальной J_r намагниченностей пирротина (а) и магнетита (б) от величины напряженности постоянного поля.

* В иностранной литературе используется также обозначение TRM (Thermoremanent Magnetization).

ние *парциальной термоостаточной намагниченности*.^{*} Э. Телье была установлена следующая закономерность [304]:

$$J_{T_1 H}^T + J_{T_2 H}^T + \dots + J_{T_{n-1} H}^T = J_{T_n H}^T, \quad T_1 > T_2 > \dots > T_n, \quad (155)$$

которая получила название *закона сложения* или *закона аддитивности парциальных намагниченностей*.

Уравнение (155), выражающее закон сложения намагниченности (первый закон Телье), понимается следующим образом. Образец ферромагнетика нагревается в отсутствие поля до температуры T_1 и затем охлаждается в поле H до температуры T_2 , после чего поле выключается и образец продолжает охлаждаться до комнатной температуры в отсутствие поля. Остаточная намагниченность в результате этого процесса и есть $J_{T_2 H}^T$. Затем образец снова нагревается до температуры T_1 и охлаждается в поле H от T_2 до T_3 . После выключения поля образец продолжает охлаждаться до комнатной температуры. В результате получается остаточная намагниченность $J_{T_3 H}^T$. Следующие циклы в пределах температур T_3 — T_4 , T_4 — T_5 и т. д. происходят аналогичным образом. Полная термоостаточная намагниченность будет равна сумме парциальных термонамагниченностей.

Процесс размагничивания термоостаточной намагниченности при нагревании подчиняется аналогичному закону аддитивности. Положим, что образец, имеющий термоостаточную намагниченность $J_{\Theta H}$, подвергнут нагреванию до температуры T_1 и затем охлаждению до комнатной температуры в отсутствие поля. В соответствии с закономерностью, представленной кривой на рис. 70, его остаточная намагниченность в результате такого процесса снизится до величины, которую обозначим $(J_{\Theta H})_{T_1}$. Если такой процесс повторить n раз, увеличивая каждый раз температуру нагревания, то в итоге получим остаточную намагниченность, которую следует обозначить $\{ \dots [(J_{\Theta H})_{T_1}]_{T_2} \dots \}_{T_n}$, где $T_1 < T_2 < \dots < T_n$. Опыт показывает, что $\{ \dots [(J_{\Theta H})_{T_1}]_{T_2} \dots \}_{T_n} = (J_{\Theta H})_{T_n}$. Эта закономерность была также установлена Э. Телье и названа им *законом аддитивности* (второй закон Телье).

Из законов аддитивности вытекает, что парциальная намагниченность образца, приобретенная при охлаждении его от T_1 до T_2 в поле H , не теряется при нагревании образца в отсутствие поля до температуры T_2 . На основании этого Э. Телье сформулировал *третий закон*: термоостаточная парциальная намагниченность $J_{T_2 H}^T$ остается неизменной при нагревании образца в отсутствие поля до температуры $T \leq T_2$, полностью исчезает при нагревании образца до $T \geq T_1$ и частично исчезает при нагревании до

^{*} В естественных условиях парциальная термоостаточная намагниченность не образуется, так как магнитное поле действует непрерывно в процессе охлаждения. Обычно естественной парциальной термоостаточной намагниченностью считают намагниченность, возникшую при охлаждении от температур ниже точки Кюри.

$T_2 < T < T_1$. Следовательно, термоостаточная намагниченность $J_{\text{от}}$ будет частично уменьшаться при температурах, уже несколько больших комнатной температуры, и полностью исчезать в точке Кюри.

Процесс размагничивания $J_{\text{от}}$ при нагревании для магнетита показан на рис. 72. Как видим, характер зависимости остается для всех ферромагнетиков одним и тем же, разница состоит лишь в выпуклости кривых.

Все три закона Э. Телье, которые установлены им для образцов обожженных глин, в дальнейшем были подтверждены в работах Т. Нагата [10*] на образцах вулканических пород, Т. Розе [125] на образцах магнетита, гематита и маггемита и М. Грабовского и Г. Петровой [61] на образцах магнетита и никеля.

Термоостаточная намагниченность является результатом нескольких процессов, происходящих в ферромагнетике под действием температуры: первый — спонтанная намагниченность с повышением температуры падает по закону, выражаемому зависимостью $J_s(T)$ (см. рис. 58); второй — магнитная восприимчивость в слабых полях увеличивается, а коэрцитивная сила падает с повышением температуры (закономерности таких изменений показаны на рис. 73).

Кроме того, процесс намагничивания можно рассматривать как процесс релаксационный, и тогда можно выразить намагниченность формулой:

$$J(t) = J(0) \exp(-t/\tau), \quad (156)$$

где t — время; τ — статистический параметр, характеризующий способность определенной группы доменов не менять свой объем и направление вектора намагниченности и носящий название *времени релаксации*. Априори можно сказать, что при абсолютном нуле время релаксации должно быть бесконечно велико, а при бесконечно большой температуре равно нулю. Закономерность этих изменений выражается формулой:

$$1/\tau = A \exp[-2hJ_s V/(kT)], \quad (157)$$

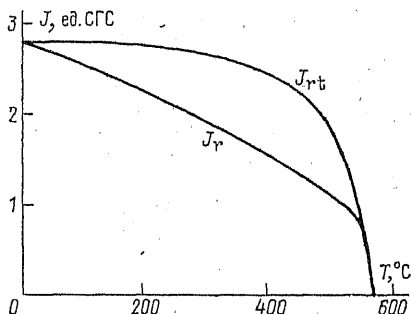


Рис. 72. Изменение у магнетита термоостаточной и нормальной намагниченностей при нагревании.

где A — постоянный множитель; h — высота потенциального барьера, который преодолевает доменная граница при своем перемещении; V — объем этого барьера; T — абсолютная температура (см. § 5 этой главы). Таким образом, изменения времени релаксации зависят от внутренней структуры ферромагнетика.

Для того чтобы проследить весь ход явлений, которые происходят при охлаждении ферромагнетика, необходимо принять какую-то модель его строения за основу.

Большинство горных пород, обладающих свойствами ферромагнетика, представляет собой совокупность мелких зерен ферромагнитных минералов, рассеянных во вмещающей среде. Поэтому Л. Неелем была предложена модель ферромагнетика, состоящего из однодоменных зерен, независимых друг от друга, для которого и дана теория термоостаточной намагниченности [268]. Пусть ферромагнетик представляет ансамбль таких зерен, спектр коэрцитивных сил которых при комнатной температуре имеет величину от нуля до некоторого значения $H_{c \max}$. При этом $H_{c \max}$ немного больше, чем средняя коэрцитивная сила всего ансамбля. Пусть напряженность поля H , в котором охлаждается ферромагнетик, значительно меньше $H_{c \max}$. Нормальная остаточная намагниченность в результате действия поля будет, очевидно, создаваться зернами, у которых $H_c < H$. Поэтому при комнатной температуре величина J_r будет очень мала, так как лишь малая часть зерен имеет $H_c < H$. При повышении температуры значение H_c каждого зерна падает и становится равным нулю в точке Кюри. При охлаждении же, когда $T < \Theta$, все зерна могут иметь $H_c < H$. Поэтому в образовании нормальной намагниченности примут участие почти все зерна ферромагнетика. Однако величина ее будет еще незначительна, так как спонтанная намагниченность при этой температуре слишком мала. При дальнейшем уменьшении температуры у намагниченного уже ферромагнетика начнет возрастать спонтанная намагниченность и, следовательно, нормальная остаточная намагниченность. Помимо этого будет изменяться и время релаксации. Для случая однодоменных зерен постоянный множитель A в формуле

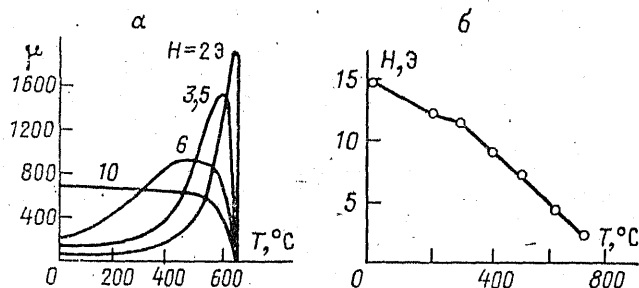


Рис. 73. Зависимость магнитной проницаемости (а) и коэрцитивной силы (б) от температуры.

(157) может быть выражен через физические константы и отношение V/T , и поэтому формула примет следующий вид:

$$\tau = \exp\left(\frac{2hJ_s}{k} \cdot \frac{V}{T}\right) : \left[\frac{eH_c}{2m}(3G\lambda + DJ_s^2) \times \sqrt{\frac{2}{\pi Gk}} \sqrt{\frac{V}{T}}\right], \quad (158)$$

где e/m — отношение заряда электрона к его массе; G — модуль сдвига; λ — магнитострикция; $D \approx 3$ — коэффициент, зависящий от формы зерна (частицы). Формулы (157) и (158) показывают, что τ является функцией отношения V/T .

Для однодоменных частиц энергетическим барьером (h) является коэрцитивная сила, которая, как мы видели, достигает величины около тысячи эрстед. Поэтому, полагая $h=1000$ Э и принимая значения остальных констант в единицах СГС следующими: $\lambda=2 \cdot 10^{-5}$, $G=0,77 \cdot 10^{12}$, $k=1,38 \cdot 10^{-16}$, $J_s=1700$, $D=3$ и $e/m=1,76 \cdot 10^7$, получаем:

$$\tau \approx \exp[10^{22}(V/T)]/10^{16}(V/T)^{1/2}.$$

Ранее мы видели, что однодоменные частицы в форме шариков должны иметь $R < 10^{-5}$ см. Если положить $R=10^{-6}$ см, то объем такой частицы $V \approx 10^{-18}$ см³, а отношение $V/T \geq 10^{-21}$. Как изменится время релаксации при изменении отношения V/T в пределах от 10^{-21} до 10^{-20} (т. е. при изменении температуры от 1000 до 100 К при $V=10^{-18}$ см³ или при изменении V от 10^{-18} до 10^{-17} см³ при $T=1000$ К), можно видеть из следующего: при $V/T=0$ $\tau=0$, при $V/T=10^{-21}$ $\tau=8,1 \cdot 10^{-2}$ с, при $V/T=0,5 \cdot 10^{-20}$ $\tau=6,0 \cdot 10^{15}$ с, при $V/T=10^{-20}$ $\tau=2,6 \cdot 10^{37}$ с. Эти расчеты показывают, что некоторые зерна при постоянной температуре могут сохранять свое состояние неизменным в течение длительного времени, т. е. будучи намагниченными, сохраняют свою намагниченность, другие же, наоборот, будут терять ее почти мгновенно. Наибольшая температура, при которой зерна данного диаметра сохраняют свою намагниченность длительное время, и носит название блокирующей T_b . Так, например, при комнатной температуре зерно диаметром $1,6 \cdot 10^{-6}$ мм будет находиться в первоначальном состоянии (намагниченном или размагниченном) длительное время, тогда как зерно, имеющее диаметр $1,2 \cdot 10^{-6}$ мм, будет терять его почти мгновенно, т. е. для зерен диаметром $1,6 \cdot 10^{-6}$ мм блокирующей температурой будет комнатная. Поэтому при наличии зерен разного размера блокирующая температура может меняться от точки Кюри для зерен с очень большим диаметром до абсолютного нуля для зерен малых диаметров.

Рассмотрим теперь совокупность зерен одинакового размера, помещенных в слабое магнитное поле при температуре T . Магнитные моменты этих зерен могут принимать по отношению к этому

полю только два положения: по направлению поля и противоположное ему. Тогда, в соответствии с выводами § 2 гл. 6, статистический подсчет показывает, что нормальная остаточная намагниченность такой совокупности должна определяться уравнением (126), в котором энергия B должна быть заменена произведением $VJ_s(T)h$. Кроме того, заменив $j=J/J_s$, получим:

$$J_r = NVJ_s(T) \operatorname{th} [VJ_s(T)h/(kT)],$$

где $J_s(T)$ — намагниченность насыщения, соответствующая температуре T .

Пусть такая система охлаждается от точки Кюри до комнатной температуры. В точке Кюри, как мы видели, время релаксации для зерен всех размеров равно нулю. При охлаждении зерна данного объема достигнут блокирующей температуры T_b , которая для них будет являться критической, так как время релаксации ниже этой температуры станет практически бесконечно большим. Поэтому распределение магнитных моментов зерен при блокирующей температуре сохранится неизменным и при дальнейшем охлаждении, и, следовательно, нормальная остаточная намагниченность после охлаждения до комнатной температуры примет величину, описываемую выражением

$$J_r(T_0) = NVJ_s(T_0) \operatorname{th} [VJ_s(T_b)h(T_b)/(kT_b)], \quad (159)$$

где $h(T_b)$ — напряженность действующего поля при блокирующей температуре.

Нормальная остаточная намагниченность совокупности зерен с разными диаметрами, очевидно, будет суммой, т. е.

$$J_r(T) = \sum_{i=1}^n N_i V_i J_s(T) \operatorname{th} [V_i J_s(T_{bi}) h_i / (kT_{bi})],$$

где n — число зерен разных диаметров. Если намагниченный таким образом ферромагнетик подвергнуть нагреванию, то каждая группа зерен будет терять свою остаточную намагниченность при температуре T_{bi} , при которой она ее приобрела.

Далее в этой главе будет показано, что намагниченность образца, приобретаемая им в магнитном поле, не может быть больше величины, определяемой уравнением (183). Из этого уравнения следует, что размагничивающее поле NJ должно быть всегда меньше внешнего намагничивающего поля, т. е. магнитная энергия всегда должна быть больше энергии магнитостатической.

Величина намагниченности J , удовлетворяющая уравнению (183), соответствует одной из точек, лежащих на основной кривой намагничивания. Термоостаточная же намагниченность, соответствующая полю H , как мы видели, во много раз больше J , поэтому произведение NJ_{rt} должно быть во много раз больше NJ , и, следовательно, размагничивающее поле NJ_{rt} в этом случае становится больше внешнего поля, т. е. магнитостатическая энергия больше

магнитной. Поэтому встает вопрос, за счет чего же образуется магнитостатическая энергия, увеличивающая внутреннюю энергию образца, которая по законам термодинамики должна стремиться к минимальной величине. Ответ на него вытекает из тех рассуждений, которые были только что рассмотрены. Магнитостатическая энергия компенсируется обменной, которая, как мы видели, непрерывно увеличивается при охлаждении образца.

Когда температура делается несколько ниже точки Кюри, возникающая намагниченность полностью удовлетворяет уравнению (159) и при дальнейшем понижении температуры остается неизменной вследствие увеличения времени релаксации. В то же время намагниченность насыщения с понижением температуры непрерывно растет за счет преобладания обменной энергии, а следовательно, растет и намагниченность образца.

В последнее время природа термоостаточной намагниченности рассматривается с позиции субдоменных областей, рассеянных в мягкой магнитной матрице [233], и с позиции малых областей внутренних напряжений [314]. Однако законченной теории пока не существует.

§ 4. Химическая намагниченность

Еще Е. Кенигсбергером, а позднее японскими геофизиками было установлено, что некоторые минералы могут приобретать высокую намагниченность в слабом поле и при низких температурах, если с течением времени с ними происходят химические превращения и рекристаллизация. Одни химические соединения переходят в другие, одна кристаллическая структура — в другую. Так, в лабораторных условиях Т. Нагата и К. Кобаяши наблюдали такую намагниченность при переходе гематита в магнетит, а также при переходе магнетита в маггемит [262]. Первый процесс был осуществлен путем выдержки порошкообразного $\alpha\text{Fe}_2\text{O}_3$ при температуре 340°C (613 K) в течение 20 ч в атмосфере водорода, второй — путем помещения Fe_3O_4 в поток кислорода при температуре 270°C (543 K).

Химическая остаточная намагниченность $(J_{\text{гс}})^*$ — вид изотермической остаточной намагниченности, возникающей в присутствии постоянного магнитного поля в процессе роста магнитных частиц при химических реакциях. Она может образоваться как результат многих природных процессов, происходящих в магнитном поле Земли и связанных с изменением и ростом магнитных зерен горных пород: окислительно-восстановительных, дегидратации коллоидов и т. д. Свойства химической намагниченности еще далеко не изучены, о чем свидетельствует противоречивость многих экспериментальных результатов [11]. Однако в настоящее время получены некоторые экспериментальные данные, объясненные теорети-

* В иностранной литературе употребляется также обозначение CRM (Chemical Remanent Magnetization).

чески, которые позволяют характеризовать этот вид остаточной намагниченности, имеющей, по-видимому, широкое распространение в осадочных и изверженных горных породах.

Создавая теорию химической намагниченности, Л. Неель предположил [268], что аналогично блокирующей температуре существует критический объем частицы, при котором может «замораживаться» (блокироваться) остаточная намагниченность. При объеме частицы меньше критического остаточная намагниченность не может быть устойчивой в силу того, что термические флуктуации (энергия kT) достаточно велики, чтобы границы доменов могли преодолевать энергетические барьеры, связанные с кристаллографической магнитной анизотропией (в случае частиц с одноосной анизотропией энергии KV), и, следовательно, остаточная намагниченность быстро разрушается. Другими словами, направление вектора намагниченности частицы может спонтанно меняться. Характерно, что рассмотренное явление может происходить как в присутствии, так и в отсутствие постоянного магнитного поля.

Следуя предположению Л. Нееля, К. Кобаяши показал, что при некотором критическом объеме частиц время релаксации, зависящее экспоненциально от V/T , становится значительно больше времени эксперимента, т. е. происходит процесс «замораживания» намагниченности. Если V/T меньше некоторой критической величины (а при постоянной температуре V меньше некоторого критического объема), то ансамбль частиц с данным объемом может находиться в термическом равновесии в течение времени эксперимента. В состоянии термического равновесия ансамбль частиц ведет себя в магнитном отношении подобно парамагнитным частицам Ланжевена: $J/J_s = L(\alpha) = \text{cth } \alpha - 1/\alpha$, где $\alpha = VJ_s H / (kT)$. Магнитное состояние подобных частиц названо С. Бином *суперпарамагнитным* [162]. На рис. 74 показано изменение полной (1), обратной (2) и остаточной (3) химических намагниченностей в процессе старения сплава Cu—Co [232]. Из рис. 74 видно, что химическая остаточная намагниченность возникает в течение более ко-

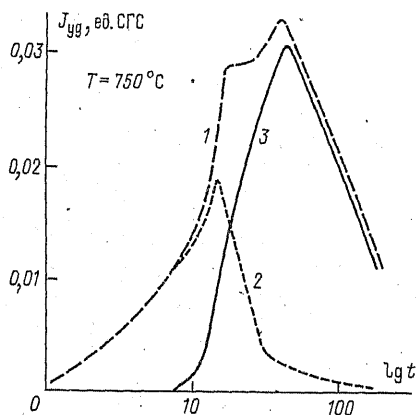


Рис. 74. Полная (1), обратимая (2) и остаточная (3) намагниченности на различных стадиях старения сплава Cu—Co.

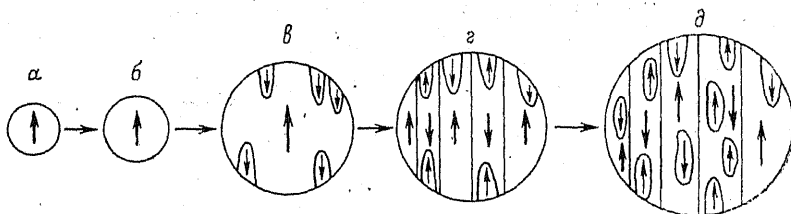


Рис. 75. Схематическая иллюстрация процесса формирования доменов с противоположными направлениями вектора спонтанной намагниченности.

α — суперпарамагнитное состояние; β — магнитоустойчивое однодоменное состояние; γ — переходное состояние от однодоменного к многодоменному; δ — многодоменное состояние без поверхностно-замкнутых доменов; ϵ — многодоменное состояние.

роткого промежутка времени после достижения суперпарамагнитного состояния, в продолжение некоторого времени возрастает, а затем начинает уменьшаться. К. Кобаяши объяснил это уменьшение как результат образования многодоменных частиц, размер которых превышает критический. На рис. 75 схематически показан процесс формирования доменов для частиц с одноосной анизотропией. Выделены суперпарамагнитное, стабильное однодоменное, многодоменное и промежуточные состояния.

Стабильность химической намагниченности, т. е. устойчивость по отношению к различным размагничивающим воздействиям, резко меняется при различных состояниях магнитной частицы. Если при приближении к однодоменному состоянию и при однодоменном состоянии стабильность $J_{гс}$ такая же, как стабильность термостатической намагниченности, и выше таковой для идеальной, равных ей по величине, то при многодоменном состоянии частиц стабильность $J_{гс}$ значительно меньше стабильностей $J_{гт}$ и $J_{гн}$. Этот экспериментальный факт дает основание предположить, что длительно существующие магнитные частицы большого объема могут полностью потерять химическую намагниченность.

Приведенные данные позволяют выделить некоторые известные в настоящее время свойства химической намагниченности: устойчивая к внешним воздействиям $J_{гс}$ образуется при некотором критическом объеме частицы; увеличение объема частицы сверх критического приводит к постепенному ее разрушению; $J_{гс}$ нестабильна по отношению к внешним разрушающим воздействиям при переходе от суперпарамагнитного к однодоменному и при многодоменном состоянии, но стабильна при однодоменном состоянии частицы.

§ 5. Вязкая намагниченность

Теория магнитной вязкости. Опыт показывает, что при непрерывном действии постоянного магнитного поля на ферромагнетик намагниченность его с течением времени возрастает и, наоборот, после выключения поля величина остаточной намагниченности его падает. Это явление самопроизвольного намагничивания и размаг-

ничивания получило название *магнитной вязкости* или *магнитного последствия*, а сама намагниченность — *вязкой намагниченности* (J_{nv}).*

Условия образования вязкой намагниченности особенно благоприятны в горных породах. Земное магнитное поле невелико, а продолжительность пребывания пород в этом поле исчисляется миллионами лет. Поэтому естественная остаточная намагниченность горных пород всегда должна содержать в себе естественную вязкую намагниченность (J_{nv}) в качестве вторичного компонента. В некоторых случаях J_{nv} полностью определяет намагниченность породы. По величине J_{nv} может быть одного порядка и даже превосходить первичную намагниченность J_n^0 , возраст которой совпадает с возрастом породы. Магнитная вязкость более резко выражена в начальной части кривой намагничивания, в области Релея, где процесс намагничивания обуславливается смещением границ между доменами (см. гл. 6).

Теория магнитной вязкости основывается на явлении смещения доменных границ в направлении действующего поля под влиянием внутренних причин. Если с течением времени не происходит никаких изменений в структуре решетки, о которых было сказано ранее, то единственной причиной смещения доменных границ должны являться случайные флуктуации тепловой энергии, пропорциональной kT . Как было уже указано, при движении граница доменов встречает препятствия, обусловленные включением некоторых примесей, неравномерным распределением упругих напряжений и т. д., для преодоления которых требуется определенная энергия. Предположим, что граница между двумя доменами (рис. 76) под действием магнитного поля напряженностью H переместилась на расстояние x от точки O в точку B , где встретилось препятствие, условно обозначенное наклонной прямой BC , которая отражает зависимость внутренней энергии от расстояния x . Чтобы преодолеть это препятствие, напряженность поля H необходимо увеличить до величины H_1 , соответствующей точке B_1 . Энергия же, необходимая для преодоления этого препятствия, должна быть равной $2VJ_s h$, где J_s — намагниченность насыщения;

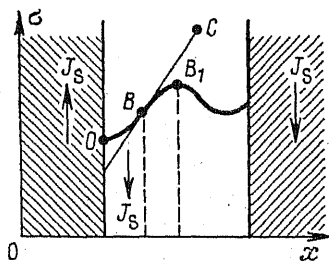


Рис. 76. Изменение величины граничной энергии между двумя доменами.

* В иностранной литературе используется также обозначение VRM (Viscous Remanent Magnetization).

V — объем части доменна между точками B и B_1 ; $h = H_1 - H$. Обозначим через τ постоянную времени процесса вязкости, который есть не что иное, как процесс релаксации (см. § 3). Тогда вероятность (dW) того, что доменная граница за промежуток времени между t и $t + dt$ «преодолеет» это препятствие, выразится как

$$dW = dt/\tau. \quad (160)$$

Ту же вероятность можно на основании закона Больцмана выразить как

$$dW = A \exp[-E/(kT)]dt = A \exp[-2hJ_s V/(kT)]dt, \quad (161)$$

где $E = 2hJ_s V$, при этом h — некоторая функция времени. Сравнивая уравнения (160) и (161), получаем:

$$1/\tau = A \exp[-2hJ_s V/(kT)] = \exp\{Q - 2hJ_s V/(kT)\}, \quad (162)$$

где $Q = \ln A$. Введем обозначение

$$S = kT/(2J_s V), \quad (163)$$

тогда из уравнения (162) путем логарифмирования получаем:

$$h = S(Q + \ln \tau). \quad (164)$$

Формула (162) показывает, что время релаксации τ зависит от высоты энергетического барьера h и поэтому для разных пар доменов будет различно. Перемещение доменных границ в этом случае эквивалентно повороту вектора спонтанной намагниченности частицы, имеющей момент VJ_s . Поэтому для большей наглядности будем в дальнейшем рассматривать поведение таких частиц под действием теплового движения. В отсутствие магнитного поля магнитные моменты частиц могут занимать два противоположных направления, соответствующих минимальной энергии ($\theta = 0^\circ$ или $\theta = 180^\circ$). Повороту магнитных моментов от $\theta = 0^\circ$ к $\theta = 180^\circ$ препятствует энергетический барьер, определяемый коэрцитивной силой H_c . Если энергия термических флуктуаций не превосходит $J_s V H_c$, т. е. $kT < J_s V H_c$, то магнитные моменты частиц сохраняют свое положение. Если же kT в некоторый момент будет больше $J_s V H_c$, то может произойти поворот вектора спонтанной намагниченности. Положим, что совокупность частиц, имеющих различные энергетические барьеры, и, следовательно, разное время релаксации τ , находится в магнитном поле H . Под действием этого поля магнитные моменты частиц с $H_c < H$ поворачиваются по направлению вектора магнитного поля мгновенно. Магнитные моменты частиц с $H_c > H$ будут менять свое направление за некоторый промежуток времени. Дополнительный магнитный момент ΔM , создаваемый каждой частицей, будет определяться по экспоненциальному закону:

$$\Delta M = M_0[1 - \exp(-t/\tau)],$$

где M_0 — начальный магнитный момент. При этом время релаксации зависит от коэрцитивной силы частицы.

Энергия, которую необходимо затратить за время t , чтобы повернуть магнитный момент частицы в направлении вектора внешнего поля \mathbf{H} , очевидно, выразится как

$$\Delta U = \Delta M(H_{\max} - H) = M_0[1 - \exp(-t/\tau)]h, \quad (165)$$

где H_{\max} — напряженность поля, соответствующая энергии потенциального барьера. При этом разность $H_{\max} - H = h$ определяет и время релаксации этой частицы (согласно формуле (162)). Энергию всех частиц найдем, просуммировав выражение (165) по всем частицам или проинтегрировав его от H_0 до H_1 , причем H_0 соответствует той частице, у которой время релаксации $\tau_0 \ll t$, а H_1 — той, для которой $\tau_1 \gg t$:

$$U = M_0 \int_{H_0}^{H_1} [1 - \exp(-t/\tau)] dh. \quad (166)$$

Введем новую переменную $t/\tau = x$, тогда

$$dx = -\frac{t}{\tau^2} \cdot \frac{\partial \tau}{\partial h} dh = -x \frac{\partial \ln \tau}{\partial h} dh,$$

$$H_0 \approx t/\tau_0 = x_0, \quad H_1 \approx t/\tau_1 \approx 0,$$

поэтому

$$U = M_0 \int_0^{x_0} [1 - \exp(-x)] \frac{1}{\partial \ln \tau / \partial h} \cdot \frac{dx}{x}. \quad (167)$$

На основании формулы (164) $\partial \ln \tau / \partial h = 1/S$. В дальнейшем будем полагать, что S очень медленно меняется с изменением x (этот факт имеет экспериментальное подтверждение). Поэтому при интегрировании примем ее за постоянную, тогда

$$U = M_0 S \int_0^{x_0} [1 - \exp(-x)] \frac{dx}{x} = M_0 S \left[\int_0^1 \frac{1 - \exp(-x)}{x} dx - \int_1^{x_0} \frac{\exp(-x)}{x} dx + \int_1^{x_0} \frac{dx}{x} \right].$$

Так как x_0 — величина очень большая, то значение второго интеграла очень мало отличается от значения такого же интеграла, когда верхним пределом является ∞ . Из теории определенных интегралов известно, что

$$\int_0^1 \frac{1 - \exp(-x)}{x} dx = 0,7966, \quad \int_1^{\infty} \frac{\exp(-x)}{x} dx = 0,2194.$$

Разность этих интегралов, которая обозначается символом C , называется *постоянной Эйлера*, $C=0,5772$. Таким образом,

$$U = M_0 S (C + \ln x_0).$$

На основании (164) получим

$$U = M_0 S (Q + C + \ln t) - M_0 h_0. \quad (168)$$

В этом выражении множитель при M_0 можно рассматривать как напряженность некоторого эффективного поля:

$$H_{\text{эф}} = S (Q + C + \ln t), \quad (169)$$

под влиянием которого и возникает вязкая намагниченность. Здесь Q и C — постоянные; S — функция температуры, определяемая формулой (163). Следовательно, чтобы найти величину вязкой намагниченности, следует $H_{\text{эф}}$ умножить на магнитную восприимчивость ферромагнетика.

Вязкость в области Релея. Применим формулу (169) к случаю намагничивания ферромагнетика в слабом магнитном поле, когда зависимость J от H описывается начальной частью кривой намагничивания, выражаемой уравнением Релея:

$$J = \kappa_r H + b H^2. \quad (170)$$

Производная от этого выражения по H

$$dJ/dH = \kappa_d = \kappa_r + 2bH$$

представляет собой дифференциальную магнитную восприимчивость κ_d , которая является суммой обратимой восприимчивости κ_r , не зависящей от H , и необратимой $\kappa_{lr} = 2bH$, пропорциональной H . Как известно (см. § 2 гл. 7), после кратковременного действия на ферромагнетик (не более одной секунды) поля H остаточная намагниченность

$$J_{r,0} = b H^2 / 2. \quad (171)$$

Вязкая намагниченность является необратимым процессом, поэтому и величина ее должна определяться необратимой восприимчивостью. Следовательно, при наличии вязкости уравнение (170) должно иметь вид:

$$J = \kappa_r H + b H^2 + 2bHS (Q' + \ln t), \quad (172)$$

где $Q' = Q + C$, а t — время, прошедшее с момента включения поля. Остаточная же намагниченность J_r с течением времени уменьшается, и через промежуток времени t' ее значение, которое обозначим $J'_{(r,0)}$, должно определиться по формуле

$$J'_{(r,0)} = J_{(r,0)} - bHS (Q' + \ln t'), \quad (173)$$

так как величина необратимой восприимчивости $2bH$ при обратном действии поля становится в два раза меньше. В общем же случае, когда поле действовало в течение t секунд, а после выключения его прошло t' секунд, остаточная намагниченность $J_{(r,t)}''$ достигнет величины, в соответствии с уравнениями (172) и (173), определяемой соотношением

$$J_{(r,t)}'' = J_{(r,0)} + bHS (\ln t - \ln t')$$

или

$$J_{(r,t)}'' = J_{(r,0)} [1 + 2S (\ln t - \ln t')/H], \quad (174)$$

где величина S , имеющая размерность напряженности поля, называется *коэффициентом магнитной вязкости*.

Уравнение (174) можно преобразовать так, чтобы множитель во втором члене правой части не зависел от H . Для этого извлечем квадратный корень из обеих частей равенства, предположив, что второй член в квадратных скобках значительно меньше единицы. Тогда будем иметь:

$$\sqrt{J_{(r,t)}''} = \sqrt{J_{(r,0)}} [1 + S (\ln t - \ln t')/H]$$

или, раскрывая скобки и заменяя во втором члене $J_{(r,0)}$ его значение, получаем

$$\sqrt{J_{(r,t)}''} = \sqrt{J_{(r,0)}} + S' (\ln t - \ln t'),$$

где $S' = \sqrt{b/2} S$ — величина, не зависящая от H , но для различных веществ имеющая разные значения, характеризующая так же, как и S , магнитную вязкость.

Рост вязкой намагниченности с течением времени, как показали исследования [137, 150], в слабых полях (0,5–10 Э) происходит линейно относительно $\lg t$ (рис. 77):

$$J_r(H, t) = J_r(H, t_0) + S (\lg t - \lg t_0), \quad (175)$$

где $J_r(H, t_0)$ при $t_0 \sim 1$ с — нормальная остаточная намагниченность; $S (\lg t - \lg t_0) = J_{rv}$ — вязкая намагниченность; S — коэффициент магнитной вязкости. Для характеристики магнитовязких свойств материала вводится понятие *постоянной магнитной вязкости* S_v :

$$S_v = S/\kappa_r = SH/[J_r(H)]. \quad (176)$$

На изверженных [10*] и осадочных [137] породах часто наблюдается иная, чем описываемая формулой (175), зависимость вязкой намагниченности от времени:

$$\sqrt{J_r(H, t)} = \sqrt{J_r(H, t_0)} + S_1 (\lg t - \lg t_0). \quad (176a)$$

Постоянную S_v в этом случае можно подсчитать по формуле

$$S_v = S_1^2 / \chi_{1r} = S_1^2 H / [J_r(H)].$$

Закономерное возрастание J_{rv} с течением времени используется в некоторых случаях для определения абсолютного возраста горных пород [91].

Самопроизвольный спад вязкой намагниченности при $H=0$ происходит в соответствии с уравнениями, аналогичными (175) и (176а):

$$J_r(H, t') = J_r(H, t_0) - S' (\lg t' - \lg t_0),$$

$$\sqrt{J_r(H, t')} = \sqrt{J_r(H, t_0)} - S'_1 (\lg t' - \lg t_0),$$

где t' — время, отсчитываемое с момента выключения намагничивающего поля.

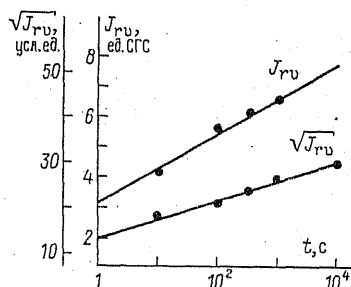


Рис. 77. Рост вязкой намагниченности в зависимости от времени.

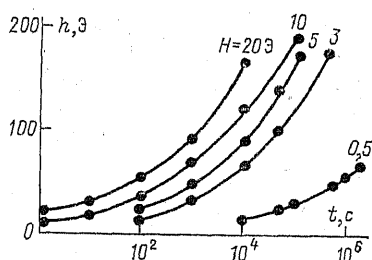


Рис. 78. Стабильность вязкой намагниченности по отношению к размагничивающему переменному полю. Цифры у кривых — величины намагничивающего поля.

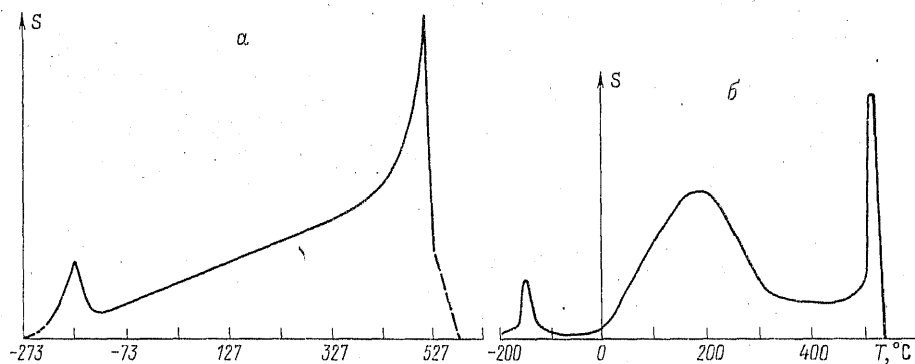


Рис. 79. Температурная зависимость коэффициента магнитной вязкости искусственного магнетита (а) и горной породы (б).

Стабильность вязкой намагниченности по отношению к переменному магнитному полю возрастает со временем намагничивания пропорционально $\lg t$ или $\lg^2 t$ и может изменяться в очень широких пределах (от десятков до тысячи эрстед). На рис. 78 приведена зависимость стабильности, характеризующейся амплитудой переменного поля h , после действия которого вязкая намагниченность разрушается на 90%, от $\lg t$ для осадочных пород [137].

Постоянные вязкости S и S' зависят от температуры, поэтому вязкая намагниченность должна быть различной при разных температурах. Формула (163) показывает, что S должна возрастать пропорционально абсолютной температуре. Эта зависимость была получена Дж. Шмицу для искусственных образцов магнетита (рис. 79 а) [292]. Однако для реальных горных пород температурная зависимость S гораздо сложнее (рис. 79 б). Кроме «классических» максимумов коэффициента магнитной вязкости в точке Кюри и изотропной точке, имеются еще промежуточные максимумы и минимумы [255]. Вероятно, рассмотренная теория является идеализированной и не полностью учитывает реальные условия в горных породах.

В последнее время магнитное последствие рассматривается не только как процесс термической активации доменных границ или магнитных моментов в однодоменных частицах, но и как результат диффузии частиц в кристаллической решетке ферромагнетика [137]. Однако не существует пока надежных методов различения этих процессов и оценки вклада их в вязкую намагниченность конкретных горных пород. Кроме того, о роли диффузионного последствия в магнетизме горных пород нет пока и единодушного мнения.

§ 6. Пьезо- и динамическая намагниченности

Действие механических напряжений на ферромагнитное вещество, как и любого другого внешнего воздействия в присутствии магнитного поля, приводит к образованию дополнительной намагниченности по сравнению с нормальной, а без поля — к уменьшению любой, ранее образованной остаточной намагниченности. Остаточная намагниченность, возникающая при действии механических напряжений в присутствии поля, после выключения поля может быть одного из двух видов: *пьезоостаточной* ($J_{\text{тр}}$) и *динамической* ($J_{\text{рд}}$).

Пьезоостаточная намагниченность. Эта намагниченность впервые была получена Н. Доменом в 1957 г. при действии статической нагрузки (динамическая — при действии переменных нагрузок, в том числе и ударов).

Эти два вида намагниченности, хотя и похожи друг на друга, тем не менее обладают четкими количественными и качественными различиями. Свойства пьезонамагниченности существенно зависят от того, в какой последовательности на ферромагнетик накладываются и снимаются давление и магнитное поле. Так, намагни-

ченность J_{HppH} означает намагниченность, возникшую после того, как давление было наложено и снято в присутствии магнитного поля, а J_{pHppH} — намагниченность, возникшую, когда сначала было наложено давление, потом начало действовать магнитное поле, затем давление было снято, и, наконец, снято действие магнитного поля. Естественно, что порядок наложения давления и поля не безразличен: наложение и снятие давления меняет структуру и текстуру ферромагнетика. Внешние напряжения, складываясь с внутренними, меняют распределение областей сжатия и растяжения внутри образца, а также градиенты напряжений. Это значит, что меняется распределение той части энергетических барьеров, которая обусловлена магнитострикционной и магнитоупругой энергиями. Из эксперимента известно, что

$$J_{HppH} > J_{pHppH} > J_{HrHr} > J_{pHrHr}.$$

Если внешние напряжения невелики, то их воздействие на структуру и текстуру ферромагнетика обратимо. Однако действие упругих напряжений на горные породы приводит к необратимым изменениям магнитных параметров. При больших давлениях его направление может стать осью легкого намагничивания (или перпендикулярным ей в зависимости от знака магнитострикции). И, наконец, начиная с какой-то критической величины давления может происходить необратимое изменение структуры: появление трещин, изменение формы зерна и т. д. Необратимые изменения структуры и текстуры сильно влияют на магнитные свойства горных пород. Эти изменения нередко встречаются в породах в их естественном состоянии. Но эти процессы совершенно не исследованы экспериментально.

Пьезоостаточная намагниченность $J_{гр}$ наблюдалась на разных ферромагнетиках: на железе, никеле, магнетите (моно- и поликристаллах), титаномagnetите, гематите, гемоильмените, пирротине,

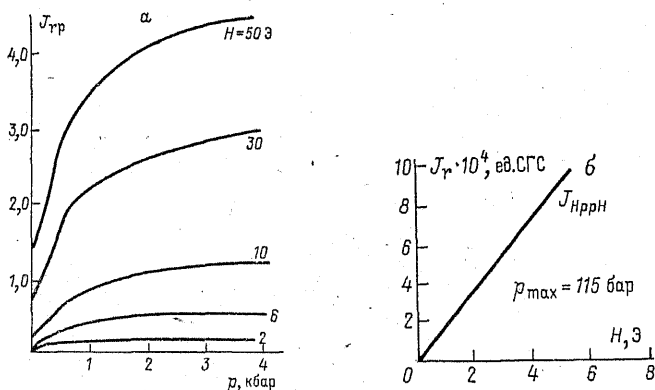


Рис. 80. Зависимость пьезоостаточной намагниченности от давления при разных H (а) и от напряженности поля (б).

а также на горных породах [230, 259, 260] — в основном в слабых магнитных полях и при давлениях, где их влияние на текстуру и структуру ферромагнитных зерен обратимо.

Величина пьезоостаточной намагниченности достигает некоторого предельного значения при заданном поле и при давлении, величина которого зависит от типа конкретного ферромагнетика (около $1,5\text{--}2$ кбар ($1,5\text{--}2 \cdot 10^8$ Па)) (рис. 80 а). В области Релея величина $J_{\text{тр}}$ линейно зависит от напряженности внешнего поля при постоянном максимальном давлении (рис. 80 б).

Механические напряжения влияют и на образование других видов остаточной намагниченности. Например, вязкая намагниченность растет с большей скоростью, если образец находится в состоянии сжатия при постоянном давлении, что может быть вызвано увеличением скорости диффузионных процессов в поле напряжений [15].

Изменение намагниченности под действием напряжений зависит от вида намагниченности, величины и оси нагрузки. Если в присутствии одноосного растяжения или сжатия увеличивать магнитное поле, то кривая намагничивания располагается на графике ниже кривой намагничивания свободного от нагрузки образца.

Динамическая намагниченность. Эта намагниченность была исследована Н. Ивановым и В. Шапиро [149]. На рис. 81 графически изображен процесс роста динамической намагниченности. Как видно из рисунка, наибольший прирост намагниченности достигается при первом ударе. При втором и последующих ударах прирост уменьшается и, наконец, после 10 ударов прекращается — наступает своеобразное насыщение.

Причина возрастания полной и остаточной намагниченностей при первом ударе понятна: так же как и при образовании пьезонамагниченности, происходит преодоление энергетических барьеров, уровень которых при наложении внешних напряжений понижается до критической для данного магнитного поля величины. В мес-

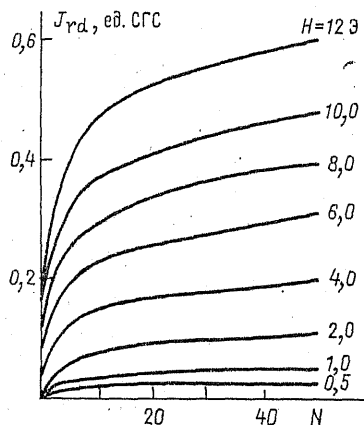


Рис. 81. Зависимость динамической остаточной намагниченности от числа ударов N .

тах, где произошло такое дополнительное, причем необратимое преодоление барьеров, меняется баланс энергий, в частности изменится локальное магнитное поле, представляющее собой сумму внешнего и локального размагничивающего полей, т. е. нарушится баланс магнитной и магнитостатической энергий. Вследствие этого при повторном наложении давления еще небольшая часть барьеров понижается до критического уровня, а остаточная намагниченность еще немного возрастает, вызывая тем самым новое, тоже небольшое перераспределение локальных размагничивающих полей.

Динамическая намагниченность должна быть меньше идеальной намагниченности по величине и быть менее стабильной к размагничивающим воздействиям. Это следует из самого описания механизма: при идеальном намагничивании преодолеваются все энергетические барьеры, в результате достигается минимальная свободная энергия в данном поле, при динамическом намагничивании — только те барьеры, которые понижаются до критической величины при наложении нагрузки. Эксперименты подтверждают это положение: динамическая намагниченность в данном поле больше нормальной и меньше идеальной намагниченностей.

§ 7. Ориентационная намагниченность

Если взвешенные в жидкости или газе мелкие частицы, обладающие остаточной намагниченностью* любого вида, осаждаются в присутствии магнитного поля, то вследствие процесса упорядочивания магнитных моментов этих частиц по направлению вектора поля возникает остаточная намагниченность, которая носит название *ориентационной*. Следовательно, ориентационная намагниченность есть результат статистического выравнивания магнитных моментов свободно ориентирующихся частиц и последующего их механического закрепления (уплотнения, седиментации и т. д.).

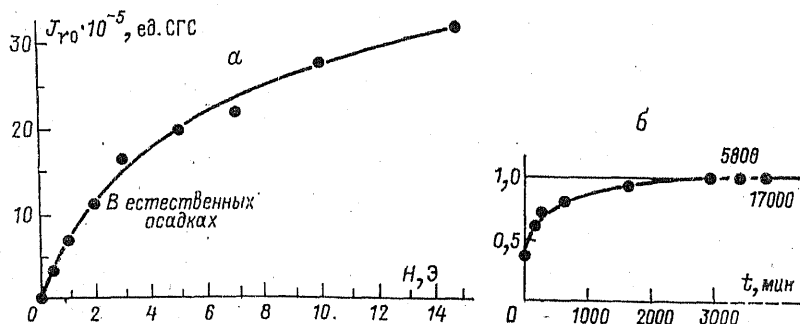


Рис. 82. Зависимость ориентационной намагниченности от магнитного поля (а) и от времени осаждения (б).

* Если объем частицы меньше критического, то она должна иметь спонтанную намагниченность.

Изучение ориентационной намагниченности $J_{го}^*$ было начато еще Е. Джонсоном [226]. Дальнейшие исследования [145] позволили установить следующие закономерности:

1. Величина ориентационной намагниченности пропорциональна величине напряженности ориентирующего магнитного поля, если она невелика, а при росте напряженности поля обнаруживается тенденция к насыщению (рис. 82 а).

2. Аналогична зависимость $J_{го}$ от высоты падения частиц или продолжительности их осаждения (рис. 82 б).

3. Ориентационная намагниченность пропорциональна концентрации ферромагнитных частиц.

4. Направление вектора ориентационной остаточной намагниченности в случае изометрических частиц совпадает с направлением вектора ориентирующего поля \mathbf{H} . Если частицы вытянутые или плоские, наблюдается занижение угла наклонения в пределах $5 \div 30^\circ$. При этом угол наклонения j_0 вектора $\mathbf{J}_{го}$ связан с углом наклонения поля \mathbf{H} простым соотношением $\text{tg } j_0 = f \text{tg } j$, где f — доля сферических частиц в осадке. Тогда ошибка наклонения $\delta = j - j_0$, т. е.

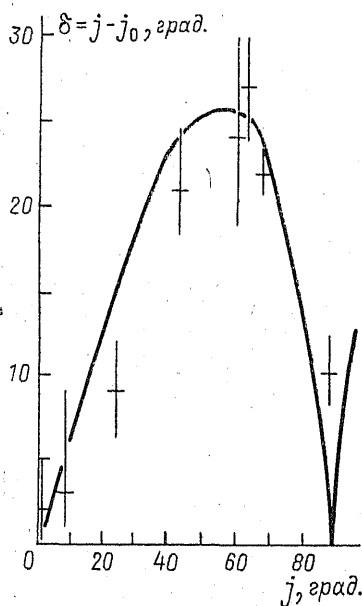


Рис. 83. Зависимость ошибки наклонения вектора $\mathbf{J}_{го}$ от угла наклонения приложенного магнитного поля.

Вертикальные линии — погрешность определения δ .

$$\delta = \arcsin \{ [(1 - f)/f] \cos j \sin j_0 \}.$$

Данные, полученные при переосаждении естественных осадочных пород, соответствуют $f = 0,4 \div 0,9$ (рис. 83).

Рассмотрим N одинаковых сферических частиц с равными магнитными моментами m . Пусть первоначально, в момент времени $t_1 = 0$, они ориентированы хаотически. В течение промежутка времени t частицы опускаются и поворачиваются, преодолевая вязкость среды λ и ориентируя свои магнитные моменты по направлению вектора магнитного поля \mathbf{H} . В момент времени $t_2 = t$ частицы достигают дна, и процесс ориентации обрывается. Уравнение движения (вращения) частицы, пренебрегая инерциальным членом, можно записать в следующем виде:

$$\lambda (d\theta/dt) + mH \sin \theta = 0, \quad (177)$$

где θ — угол между m и вектором \mathbf{H} .

* В иностранной литературе ориентационная намагниченность обозначается символом DRM (Detrital Remanent Magnetization).

Уравнение (177) имеет решение вида

$$\operatorname{tg}(\theta/2) = \operatorname{tg}(\theta_0/2) \exp(-mHt/\lambda), \quad (178)$$

где $\theta = \theta_0$ при $t = t_1 = 0$. В начальный момент времени распределение частиц по углам θ_0 равномерно. Поэтому число частиц с магнитными моментами, расположенными в пределах углов от θ_0 до $\theta_0 + d\theta_0$, составит $dN = (N/2) \sin \theta_0 d\theta_0$. Так как проекция магнитного момента каждой частицы на направление вектора поля \mathbf{H} равна $m \cos \theta$, то dN частиц создадут магнитный момент в направлении поля $dM = (Nm/2) \cos \theta \sin \theta_0 d\theta_0$, а момент всего осадка

$$M = (Nm/2) \int_0^\pi \cos \theta \sin \theta_0 d\theta_0.$$

Подставляя сюда θ , согласно (178), получаем:

$$M = Nm [\operatorname{cth}(mHt/\lambda) - (mHt/\lambda) \operatorname{cosec} h^2(mHt/\lambda)].$$

Переходя к намагниченности J_{ro} и обозначив через n число ферромагнитных частиц в единице объема, а также учитывая, что приближенно выполняется соотношение $\operatorname{cth} x - x \operatorname{cosec} h^2 x \approx \approx ht(2x/3)$, получаем:

$$J_{ro} = mn \operatorname{th}(2mHt/3\lambda).$$

Согласно этой модели, впервые предложенной Т. Нагата [258], если время осаждения достаточно велико, ничто не мешает полной ориентации частиц и достижению предельной ориентационной намагниченности $(J_{ro})_\infty = mn$. В действительности, ни в естественных осадках, ни в лабораторных опытах эта величина никогда не достигается из-за различных дезориентирующих влияний. Для мелких частиц основную дезориентирующую роль играет броуновское движение.

Предположим, что частицы находятся в подвижном режиме так долго, что состояние системы пришло к динамическому равновесию и механизм Т. Нагата перестал действовать. Если полной ориентации диполей противодействуют только тепловые флуктуации, обуславливающие броуновское движение частиц, магнитная энергия частиц должна подчиняться распределению Максвелла — Больцмана, т. е. число частиц dN , которые обладают энергией, лежащей в пределах от U до $U + dU$, будет $dN = NC_0 \exp[aU/(kT)] dU$, где a — некая постоянная, зависящая от размеров частиц; T — абсолютная температура. Учитывая, что магнитная энергия каждой частицы в магнитном поле будет $U = -mH \cos \theta$, и обозначая $C \equiv mHC_0 \exp a$, получаем $dN = NC \exp[mH \cos \theta/(kT)] \sin \theta d\theta$. Величина $K = mH/(kT)$ для данных частиц при данном поле и температуре есть величина постоянная. Она называется *кучностью векторов*, так как определяет степень ориентации частиц. Кучность — это число, показывающее, во сколько раз магнитная энергия диполей ферромагнитных частиц в поле H больше тепловой

энергии. Постоянная C определяется из условия $\int_0^\pi C \exp K \cos \theta \sin \theta d\theta = 1$, откуда $C = K/(2 \operatorname{sh} K)$, следовательно:

$$dN = N(K/2 \operatorname{sh} K) \exp(K \cos \theta) \sin \theta d\theta. \quad (179)$$

Учитывая, что проекция моментов этих частиц на направление вектора поля \mathbf{H} будет $dM = m \cos \theta dN$, получаем выражение для магнитного момента всего осадка:

$$M = Nm \frac{K}{2 \operatorname{sh} K} \int_0^\pi \exp(K \cos \theta) \sin \theta \cos \theta d\theta,$$

или, интегрируя: $M = Nm(\operatorname{cth} K - 1/K)$. Переходя к намагниченности $J_{\text{го}} = M/V$ и обозначая объемную концентрацию $\sigma = NV/V_m$ (V — объем осадка, а V_m — объем ферромагнитной частицы), получаем

$$J_{\text{го}} = \sigma J_{\text{гм}} [\operatorname{cth} K - (1/K)], \quad (180)$$

где $J_{\text{гм}}$ — остаточная намагниченность ферромагнитных частиц.

Рассмотрим два случая: большие кучности векторов ($K > 3$) и малые ($K < 1$).

При $K > 3$ можно считать $\operatorname{cth} K \approx 1$, тогда $J_{\text{го}} = \sigma [J_{\text{гм}} - kT/(V_m H)]$. Следовательно, если магнитная энергия частиц намного превышает энергию тепловых флуктуаций, величина ориентационной намагниченности пропорциональна концентрации σ и величине остаточной намагниченности ферромагнитных частиц с неким поправочным коэффициентом, который не зависит ни от σ , ни от $J_{\text{гм}}$, и тем больше, чем выше температура и меньше размеры частиц и напряженность намагничивающего поля.

При $K < 1$ величина $\operatorname{cth} K - (1/K) \approx K/3$ и выражение (180) переходит в следующее:

$$J_{\text{го}} = J_{\text{гм}}^2 \sigma [V_m/(3KT)] H. \quad (181)$$

В этом случае, когда магнитная энергия частиц меньше энергии тепловых флуктуаций, величина ориентационной намагниченности пропорциональна напряженности ориентирующего поля H , концентрации частиц, их объемам и, что особенно важно, квадрату намагниченности частиц. Следовательно, если в осадке присутствуют частицы с разными величинами остаточной намагниченности и разными объемами, то наибольший вклад в ориентационную намагниченность внесут сильно намагниченные и не очень мелкие частицы, прежде всего однодоменные частицы гематита, имеющие намагниченность насыщения. Действительно, на верхней границе однодоменности величина $J_s^2 V_m$ для гематита на несколько порядков выше, чем для магнетита. При осаждении однодоменных частиц ориентационная намагниченность является полностью самостоятельным видом намагниченности.

Избирательное участие ферромагнитных частиц в ориентационном намагничивании должно привести к тому, что при переосаждении породы, имеющей намагниченность иного вида (например, термоостаточную, химическую или вязкую), должны заметно измениться не только намагниченность, но и ее спектры — коэрцитивный и спектр блокирующих температур. Отсутствие подобных изменений является признаком ориентационного происхождения естественной остаточной намагниченности горной породы. Поэтому опыты переосаждения естественных осадков применяются для решения вопроса о первичности естественной остаточной намагниченности осадочных пород.

Соотношения $J_{r0} \sim H$, $J_{r0} \sim \sigma$ и $J_{r0} \sim 1/T$, являющиеся следствиями закона (181), находят экспериментальное подтверждение [145], т. е. описанная модель наиболее соответствует механизму ориентационного намагничивания в природных условиях.

§ 8. Переходная термоостаточная намагниченность

Переходная термоостаточная намагниченность (J_{rtt}) образуется в ферромагнетиках, имеющих изотропную точку T_h , т. е. температуру, при которой первая константа кристаллографической магнитной анизотропии K_1 меняет знак. В горных породах такими ферромагнетиками являются магнетит и магнетиты с изоморфными примесями (Ti, Mg, Mn, Co). При изучении магнетизма горных пород наиболее интересны магнетитосодержащие породы как наиболее распространенные в природе. Для стехиометрического магнетита, например, $T_h = -143^\circ\text{C}$ (рис. 84 а) [23]. Величина T_h зависит от наличия примесей в кристаллической решетке ферромагнетика. Так, например, добавление 1% Co в Fe_3O_4 смещает T_h в область комнатной температуры.

Переходная термоостаточная намагниченность впервые была обнаружена Т. Нагата с сотрудниками при нагревании магнетита от T_h до комнатной температуры в постоянном магнитном поле [263, 275]. Позже было установлено, что J_{rtt} образуется и при охлаждении магнетита от 20°C до T_h [110]. Возникновение J_{rtt} связано с понижением определенных групп потенциальных энергетических барьеров в области изотропной точки, что проявляется в увеличении при T_h магнитной восприимчивости и уменьшении коэрцитивной силы (рис. 84 б, в). Благодаря понижению потенциальных барьеров, даже небольшое постоянное магнитное поле H приводит при T_h к значительному смещению доменных границ. В процессе нагревания потенциальные барьеры возрастают, и доменные границы закрепляются в смещенных положениях. После выключения магнитного поля при 20°C наблюдается большая и стабильная к различным размагничивающим воздействиям остаточная намагниченность.

Переходная термоостаточная намагниченность магнетита обладает рядом особенностей:

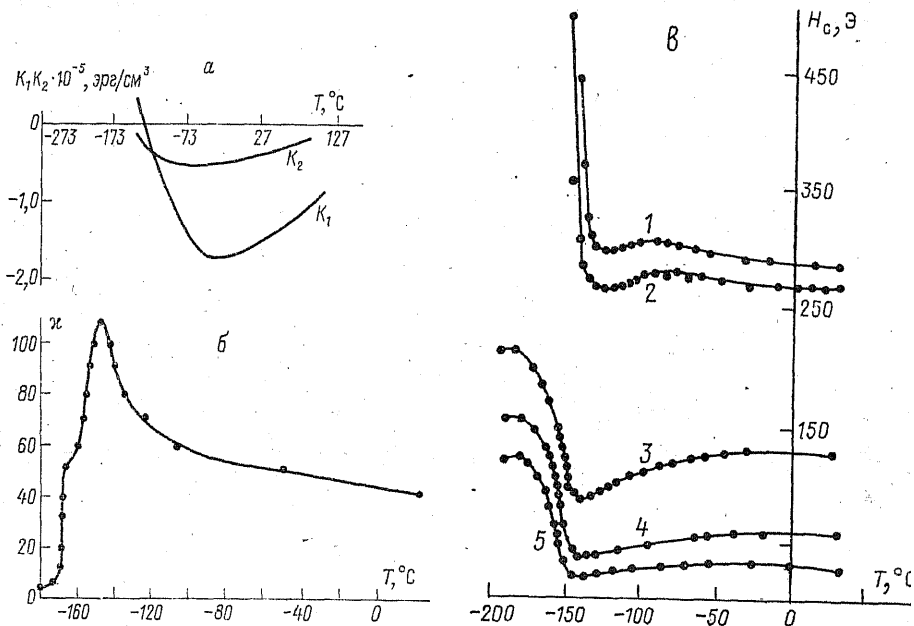


Рис. 84. Температурная зависимость констант K_1 и K_2 кристаллографической магнитной анизотропии магнетита (а), магнитной восприимчивости магнетита (б) и коэрцитивной силы (в).

1, 2 — порошок, игольчатые частицы с отношением осей 8 и 6,5 соответственно; 3, 4, 5 — крупные несимметричные многодоменные частицы.

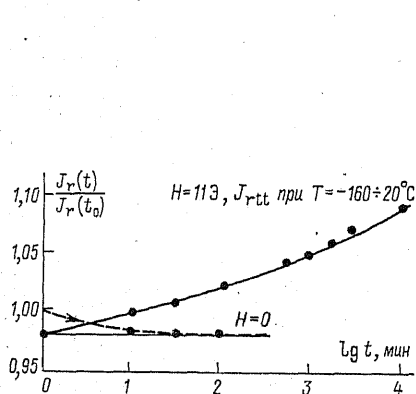


Рис. 85. Образование вязкой намагниченности на фоне переходной термоостаточной намагниченности.

Пунктиром показано самопроизвольное разрушение переходной термоостаточной намагниченности во времени в поле с $H=0$.

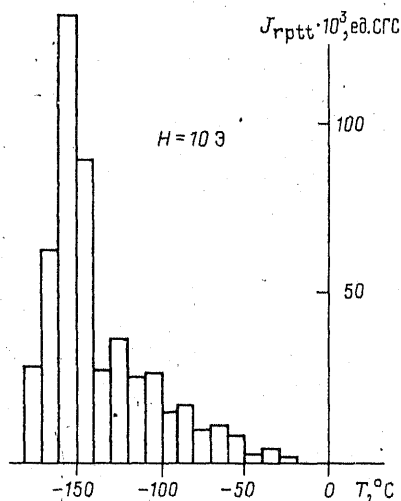


Рис. 86. Спектр парциальных переходных намагниченностей.

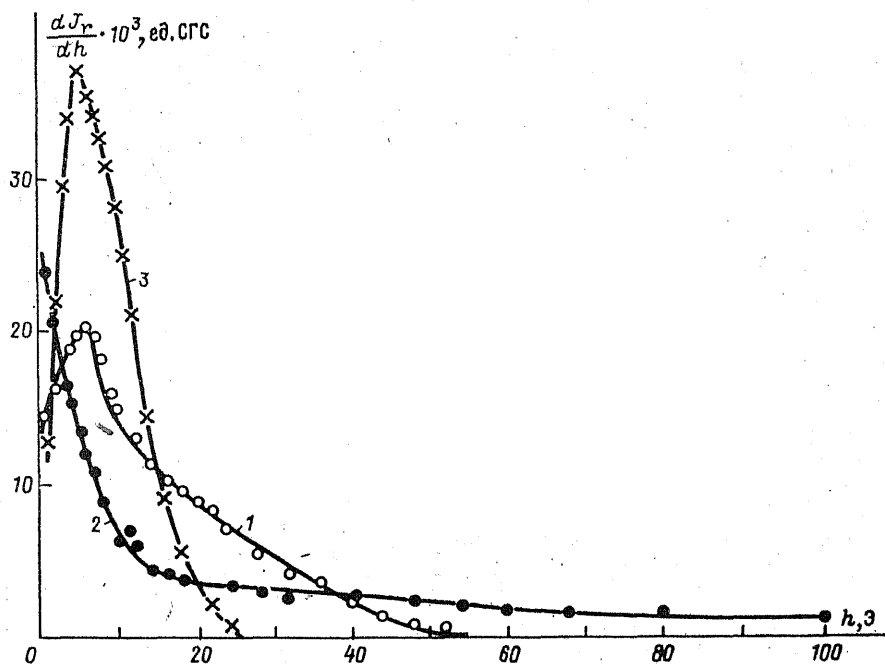


Рис. 87. Коэрцитивные спектры намагниченностей, равных по величине.
1 — переходной термоостаточной; 2 — вязкой; 3 — нормальной.

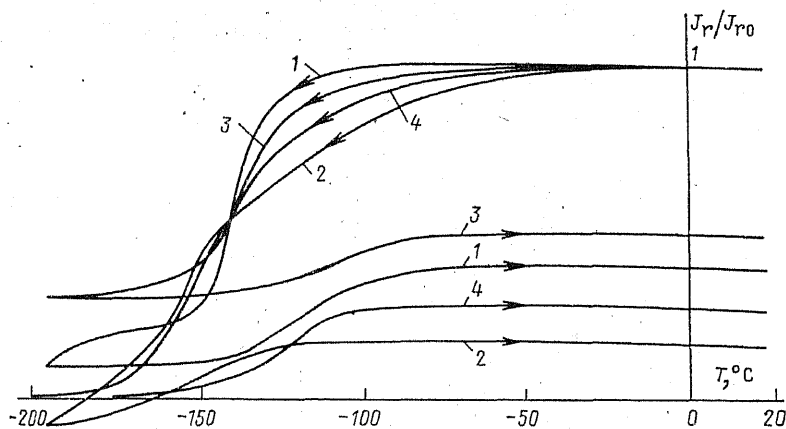


Рис. 88. Изменение при низкотемпературной обработке термоостаточной (1), нормальной (2), вязкой (3) и переходной термоостаточной (4) намагниченностей, образованных в поле с $H=5\text{Э}$.

1) содержит нестабильную во времени компоненту намагниченности, которая наиболее интенсивно разрушается в течение времени, примерно равного времени образования J_{rtt} ;

2) в том же магнитном поле, в котором создана на образце переходная термоостаточная намагниченность, может расти вязкая намагниченность (рис. 85);

3) наибольшая величина намагниченностей, образующихся при изменении температуры от T_1 до T_2 в поле с напряженностью H (т. е. парциальных — J_{rptt}), соответствует узкому температурному интервалу вблизи T_h (рис. 86);

4) относительная стабильность к переменному магнитному полю максимальна для J_{rptt} , возникших в узком температурном интервале вблизи T_h [275];

5) существенно отличается от других видов остаточной намагниченности коэрцитивным спектром (рис. 87);

6) не разрушается полностью, а остается «память» после низкотемпературной обработки: охлаждении образца до $T = -196^\circ\text{C}$ (177 K) и нагревании его до $+20^\circ\text{C}$ (293 K) в нулевом магнитном поле; свойство «памяти» характерно и для других видов остаточной намагниченности (рис. 88).

Переходная термоостаточная намагниченность в принципе может быть компонентной J_n горных пород, так как в горных породах возможны ферромагнитные включения с T_h , попадающей в диапазон сезонных колебаний температуры ($-50 \div 50^\circ\text{C}$). Однако такие включения все же мало распространены.

Иначе обстоит дело с внеземными объектами — лунными породами и метеоритами, которые в ходе своей истории претерпевают одновременное воздействие и низких температур (до -200°C) и магнитного поля. Вопрос о наличии J_{rtt} в этих объектах в качестве компоненты J_n еще окончательно не решен.

§ 9. Описание остаточной намагниченности с помощью диаграммы Прейзаха

Для объяснения закономерности процессов намагничивания в области малых полей (в области Релея) Ф. Прейзах предложил способ наглядного графического расчета остаточной намагниченности, возникающей под действием магнитного поля [279]. Позднее этот способ был усовершенствован Л. Неелем [268], который интерпретировал схему Ф. Прейзаха с позиций теории движения доменных границ. В настоящее время диаграмма (или схема) Ф. Прейзаха широко применяется в разных областях науки и техники, использующих явления магнетизма, в частности в теории и практике магнитной записи. Применительно к горным породам этот вопрос рассмотрен в работе [16], где модельные представления Прейзаха — Нееля распространены на случай сферически-равномерного распределения магнитно-одноосных кристаллитов ферромагнетика, дополнены понятием о коэрцитивном спектре

и в эти представления включены процессы, связанные с тепловыми флуктуациями.

Можно показать, что если энергия доменной границы зависит от координаты случайным образом, то в слабых полях процесс намагничивания может рассматриваться как ориентация магнитных моментов совокупности фиктивных невзаимодействующих частиц. Каждая из этих частиц характеризуется двумя критическими полями a и b , достижение которых соответственно при возрастании или уменьшении намагничивающего поля приводит к скачкообразному изменению направления магнитного момента J_c частицы на 180° (см. гл. 6).

В многодоменных зернах ферромагнетика области, перемагничивающиеся скачком, представляют собой части доменов, ограниченные соответствующими энергетическими барьерами. В однодоменных зернах перемагничивание происходит в объеме всего домена. С позиций схемы Прейзаха — Нееля между этими двумя случаями нет принципиальной разницы, что позволяет говорить о неких фиктивных частицах, процесс перемагничивания которых описывается прямоугольным гистерезисным циклом $a > 0$, $b < 0$ (рис. 89). Величина J_c при этом равна произведению спонтанной намагниченности и перемагничиваемого объема. Ферромагнитный образец, таким образом, рассматривается как совокупность малых ферромагнитных частиц с одинаковыми магнитными моментами и со всеми возможными комбинациями значений a и b от нуля до некоторой максимальной величины. Таким образом, магнитное состояние образца (обусловленное суммой таких характеристик, как наличие или отсутствие намагниченности, устойчивость намагниченности и т. д.) будет определяться как соотношение между общим числом частиц с условно положительным моментом и числом частиц с условно отрицательным моментом и видом распределения частиц каждой полярности по значениям критического поля. Вид этого распределения и должен отражать специфику остаточной намагниченности [16].

Представим себе прямоугольные координаты a , b , в которых каждому элементарному участку площади соответствует некоторое число частиц $\Delta N_{a,b}$ с критическими полями в интервале значений от a до $a + \Delta a$ и от b до $b + \Delta b$, т. е. ферромагнитному образцу приписывается некоторое значение плотности фиктивных частиц:

$$p(a, b) = \lim_{\Delta a, \Delta b \rightarrow 0} [\Delta N_{a,b} / (\Delta a \Delta b)].$$

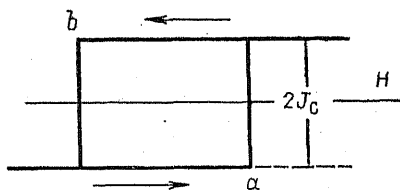


Рис. 89. Элементарный гистерезисный цикл, описывающий малое необратимое смещение доменной границы.

Остаточные эффекты намагничивания будут тогда отражаться в перераспределении по величинам J_c частиц, относящихся лишь к одному квадранту $a > 0, b < 0$ (рис. 90 а); только состояние этих частиц зависит от магнитной предыстории. Представим на этой диаграмме результат воздействия переменного магнитного поля с плавно убывающей до нуля амплитудой. Пока эта амплитуда очень велика, намагниченность всех частиц принимает попеременно значения $+J_c$ и $-J_c$, следуя за направлением поля. Рассмотрим частицы с $a > b$. Для этих частиц, как только переменное поле по амплитуде станет меньше a , периодическое изменение знака J_c невозможно, и при $h=0$ они сохраняют значение $-J_c$. Для частиц с $a < b$ изменения направления магнитного момента прекращаются при $h < b$, и частицы далее сохраняют неизменным значение $+J_c$. Получаемое в результате магнитное состояние есть нулевое состояние (см. § 2), характеризуемое симметричным распределением знака намагниченности частиц по значениям критических полей (рис. 90 б).

Понятно, что действие постоянного поля приводит к перемагничиванию частиц, обладающих в исходном состоянии значениями $-J_c$ и критическими полями $a \leq H$. Состояние с остаточной намагниченностью в этом случае отображается диаграммой, представленной на рис. 90 в. Вычисление остаточной намагниченности, возникающей при этом, сводится к вычислению интеграла $\int_0^H [\int_0^a p(a, b) db] da$, значение которого затем должно быть умножено на $2J_c^0$. Допустим, что существует область плоскости (a, b) вблизи начала координат, в пределах которой плотность p может считаться постоянной, одинаковой для всех a и b . Тогда, если напряженность намагничивающего поля не превышает максимального значения критического поля этой области, остаточная намагниченность оказывается пропорциональной площади заштрихованного на рис. 90 в треугольника, $J_r = J_c p H^2$, что и выражает известный закон Релея о пропорциональности остаточной намагниченности квадрату намагничивающего поля.

Существенно, что выполнение закона Релея может являться признаком постоянства p . Нормальное намагничивание горных пород при исходном нулевом состоянии показывает, что всегда

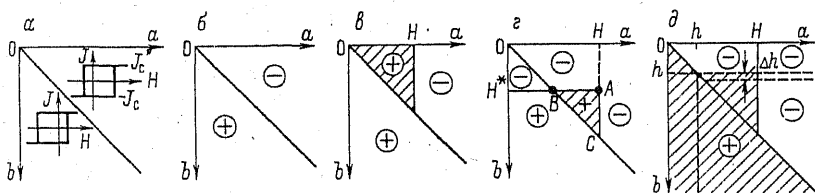


Рис. 90. Изображение магнитных состояний на диаграмме Прейзаха.

a — общий вид гистерезисных циклов, соответствующих полуплоскостям диаграммы; $б$ — нулевое состояние; $в$ — нормальная остаточная намагниченность; $г$ — результат действия на J_r противоположно направленного поля H^* ; $д$ — результат действия на J_r переменного поля, убывающего от амплитуды h до нуля.

существует некоторая область значений намагничивающего поля, в пределах которой выполняется соотношение Релея. С позиций рассматриваемой модели это означает, что для образца горной породы можно определить такую область значений критического поля, в пределах которой фиктивные частицы в нулевом состоянии распределены по этим значениям совершенно равномерно, с постоянной плотностью. Если ограничиться этой областью, то задача о свойствах магнитного состояния сведется к задаче о распределении знака намагниченности частиц по значениям критического поля.

Действие противоположно направленного поля H^* приводит к перемагничиванию тех частиц, которые в исходном состоянии характеризуются значениями $+J_c$ и критическими полями $b \leq H^*$. В состоянии, показанном на рис. 90 в, этим условиям удовлетворяют частицы области $ОНАН^*$ (рис. 90 г). При постоянстве p изменение остаточной намагниченности под действием поля H можно выразить как $2J_c p H H^*$. Результирующая намагниченность определяется разностью между сохранившейся частью первичной намагниченности (площадь ΔBAC) и отрицательной намагниченностью частиц, принадлежащих области $ОН^*В$ диаграммы (эти частицы уже не соответствуют исходному распределению знака J_c в нулевом состоянии). Разрушенная часть первичной намагниченности отображается на диаграмме областью $ОНАВ$. Однако это разрушение под действием поля невозможно без образования новой намагниченности по направлению H^* . Избежать возникновения новой намагниченности можно при действии на остаточную намагниченный образец переменного магнитного поля с амплитудой, плавно убывающей от максимального значения h до нуля (рис. 90 д). В результате действия этого поля намагниченность частиц, у которых $a < h$ и $b < h$, примет наиболее устойчивое направление, т. е. будет иметь значение $-J_c$, если $a > b$, и $+J_c$, если $a < b$.

Итак, в нулевом состоянии существует упорядоченное распределение противоположных магнитных фаз, занимающих площади диаграммы Прейзаха по разные стороны прямой $a=b$. Достижимое кратковременным действием постоянного поля H магнитное состояние отличается от нулевого избытком фазы в заштрихованной треугольной области (рис. 90 в), площадь которой пропорциональна возникшей остаточной намагниченности. Однако того же размера область может занимать и совершенно другое положение на диаграмме. Иными словами, частицы, нарушившие симметрию распределения магнитных фаз, характерную для размагнитенного состояния, могут обладать и совершенно иным набором значений a и b , что будет определять и иное магнитное состояние, иные свойства остаточной намагниченности.

Чтобы ответить на вопрос о том, каким образом можно устанавливать характер распределения двух возможных ориентаций J_c по критическим полям, необходимо обратиться к понятию о коэрцитивном спектре. Отметим, что если рассматривать, исходя

из диаграммы, намагничивание в условно положительном направлении, то необходимо учитывать распределение отрицательной магнитной фазы по значениям a в исходном состоянии. Поскольку изменение ориентации вектора J_c с отрицательной на положительную не зависит от критического поля b , оказывается удобно перейти от «точечной» плотности фиктивных частиц к «линейной», обозначив ее через f_- . Очевидно, что эта плотность будет являться функцией только критического поля a :

$$f_-(a) = \int_0^D p_-(b, a) db,$$

где D — максимальное критическое поле частиц: при $a, b > D$ $p(a, b) = 0$. При изменении напряженности внешнего поля от H до $H + dH$ возникающая остаточная намагниченность dJ_r будет равна удвоенному магнитному моменту всех частиц отрицательной фазы, напряженность критического поля a которых заключена в пределах от H до $H + dH$, т. е. $dJ_r = f_-(H) dH \cdot 2J_c$. Отсюда следует, что скорость изменения остаточной намагниченности в единицах элементарного магнитного момента является одной из характеристик диаграммы Прейзаха как средства отображения магнитного состояния — распределения плотности отрицательной магнитной фазы по значениям критического поля, т. е. коэрцитивного спектра данного магнитного состояния

$$(1/2J_c) (dJ_r/dH) = f_-(H).$$

Посмотрим, например, как выглядит коэрцитивный спектр нулевого состояния. Так как в этом состоянии при $b > a$ $p_- = 0$ и при $b < a$ $p_+ = 0$, то $f_-(a) = \int_0^a p(a, b) db$, и для области постоянства плотности получим $f_-(a) = pa$. Тогда $dJ_r/dH = 2J_c p H$, что эквивалентно закону Релея.

Обратимся теперь к некоторому намагниченному состоянию, которое прежде всего (по определению) характеризуется неравенством распределения противоположных магнитных фаз. Рассмотрим общий случай неизвестного распределения частиц по значениям критических полей a и b , т. е. когда неизвестен коэрцитивный спектр состояния. Чтобы определить его, применим размагничивание переменным полем, поскольку известен коэрцитивный спектр состояния, получаемого при этом размагничивании. Так как нулевое состояние характеризуется только отрицательными значениями J_c при $a > b$, то, прибегнув вновь к понятию «линейной» плотности, будем интересоваться только плотностью положительной фазы в исходном намагниченном состоянии. Изменения в концентрации этой фазы под действием поля не зависят от критического поля a , по которому, следовательно, целесообразно провести суммирование для каждого значения b , т. е.

$$f_+(b) = \int_b^D p_+(a, b) da.$$

Очевидно, что изменение положительной остаточной намагниченности при изменении начальной амплитуды переменного поля от

h до $h+dh$ можно выразить следующим образом: $-dJ_r = 2J_c f_+(h) dh$. Скорость изменения остаточной намагниченности при увеличении h будет характеризовать полную плотность частиц положительной фазы критическими полями $b=h$ и $b \leq a \leq D$.

Определим в качестве примера коэрцитивный спектр нормальной остаточной намагниченности, соответствующей магнитному состоянию, изображенному на рис. 90 в. Так как при $a > H$ $p_+ = 0$, то можно записать:

$$f_+(b) = \int_b^H p_+(a, b) da.$$

И если поле H находится в пределах области Релея, то

$$f_+(b) = p_+(H, -b) \text{ и } -\left. \frac{dJ_r}{dh} \right|_h = 2J_c p_+(H, -h),$$

что определяет закономерность разрушения нормальной остаточной намагниченности и может быть использовано для ее диагностики, поскольку $2J_c p = \text{const}$.

Таким же образом на основе диаграммы Прейзаха могут быть рассмотрены коэрцитивные спектры других «гистерезисных» видов намагниченности, например идеальной остаточной. Введение в диаграмму некоторых параметров термически-активационных процессов позволяет изображать с ее помощью и приближенно рассчитывать результаты вязкого, «термовязкого» и термоостаточного намагничивания [16]. Количественные расчеты видов намагниченности, основанные на экспериментальном определении плотности p , проводятся с учетом того, что в реальных образцах горных пород оси легкого намагничивания не составляют одну (точнее две противоположных) фазу, а распределены хаотически.

Формализм диаграммы Прейзаха в значительной мере компенсируется тем фактом, что остаточная намагниченность на ней может быть рассмотрена совместно с коэрцитивным спектром этой намагниченности. Последний дает практически важные сведения о том, какая часть остаточной намагниченности обусловлена доменами с теми или иными значениями критического поля, т. е. вскрывает «структуру» остаточной намагниченности, позволяя решать многие вопросы, связанные с ее стабильностью.

§ 10. Стабильность различных видов остаточной намагниченности

Различие между видами намагниченности объясняется тем, что энергетические барьеры в ферромагнитном образце отличаются не только высотой, но в значительной степени и своими индивидуальными физическими свойствами. Поэтому существует определенная избирательность при преодолении барьеров по отношению к тому или иному дополнительному воздействию. Эта избирательность, естественно, проявляется только в слабых полях $H < H_s$, так как поле насыщения ориентирует магнитные моменты всех доменов, и дополнительное воздействие в этом случае уже не имеет большого значения.

На рис. 91 показаны зависимости остаточной намагниченности разных видов от внешнего поля. Видно, что наибольшее различие между кривыми имеется в слабых полях и оно исчезает по мере приближения H к H_s . Наиболее интенсивно возрастает, т. е. в данном поле имеет наибольшую величину, термоостаточная намагниченность, затем располагается кривая идеальной намагниченности и ниже всех — кривая нормального намагничивания. Все остальные виды намагничивания были бы представлены кривыми, которые находились бы между зависимостями J_T и J_{Ti} , приближаясь к первой по мере уменьшения дополнительного воздействия, т. е. в случае парциальных термонамагниченностей — уменьшения максимальной температуры включения поля, в случае химической — увеличения размера зерна, динамической и пьезонамагниченностей — уменьшения нагрузки, вязкой — уменьшения времени действия поля.

При решении задачи о разделении разных видов намагниченности, если их векторная сумма составляет естественную остаточную намагниченность породы, наиболее существенно то, что разные виды намагниченности обладают неодинаковой магнитной стабильностью по отношению к определенному размагничивающему воздействию. На рис. 92 представлены кривые разрушения разных видов намагниченности переменным магнитным полем h . В исходном состоянии все намагниченности имели одинаковую величину и были получены на одном и том же образце. Существует такая закономерность [113]: чем больше остаточная намагниченность при некотором внешнем поле H , тем больше ее стабильность при данном размагничивающем воздействии.

Идеальная намагниченность как по величине при фиксированном намагничивающем поле, так и по стабильности (при фиксированном значении остаточной намагниченности) является пределом, к которому стремятся все изотермические виды намагниченности, исключая, вероятно, химическую, возникшую при постоянной температуре.

При возникновении того или иного вида намагниченности энергетические барьеры образца в некоторых случаях остаются неизменными, а в некоторых — существенно изменяются. При возникновении нормальной остаточной намагниченности, идеальной, а также вязкой намагниченностей термоактивационного происхождения распределение и структура энергетических барьеров не меняются. Внешнее поле в случае нормальной остаточной намагниченности, постоянное и переменное поля при получении идеальной намагниченности, постоянное поле и термические флуктуации при термоактивационном возникновении вязкой намагниченности помогают доменным границам преодолевать энергетические барьеры, не приводя к изменению самих барьеров. При образовании пьезоостаточной намагниченности или динамической в момент наложения механических нагрузок происходит временное изменение

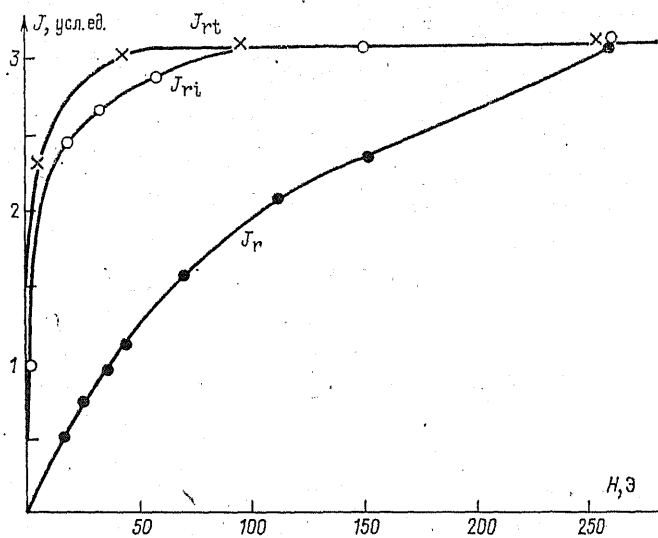


Рис. 91. Зависимость остаточных намагниченностей от поля.
 J_{rt} — термоостаточная; J_{ri} — идеальная; J_r — нормальная.

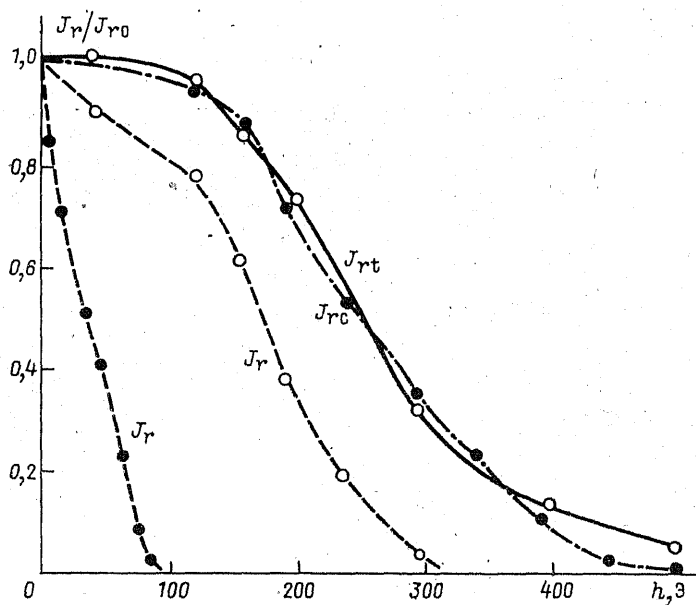


Рис. 92. Размагничивание переменным полем образца с термоостаточной, химической и нормальной (полученной в разных полях) намагниченностями.

барьеров; после снятия напряжений потенциальные барьеры возвращаются к исходному состоянию. При термо- и химическом намагничиваниях образование намагниченности и возникновение критического поля происходит практически одновременно, рост барьеров только немного опережает увеличение J_s . Становится понятным, почему идеальная намагниченность является пределом всех изотермических намагниченностей. Поскольку переменное поле по амплитудному значению напряженности достигает поля насыщения данного ферромагнетика, его энергии достаточно для преодоления барьера любой высоты, связанного с любым видом свободной энергии ферромагнетика. При других дополнительных воздействиях (время, нагрузки, температура ниже блокирующей) связанной с этими воздействиями энергии может оказаться недостаточно для преодоления особо высоких барьеров, и, кроме того, каждое из воздействий имеет некоторую избирательность по отношению к преодолению барьеров разного происхождения. Так, при наложении внешних нагрузок преодолеваются барьеры, связанные с градиентом магнитоупругой энергии, при вязком намагничивании термоактивной природы — барьеры, имеющие небольшой эффективный объем.

При термо- или химическом намагничиваниях однодоменных зерен начало процесса создания $J_{\text{т}}$ или $J_{\text{гс}}$ происходит при одной высоте барьеров, а закрепление J_s , т. е. конец процесса создания намагниченности, — при другой, значительно более высокой. Следствием этого, вероятно, и является высокая магнитная стабильность термоостаточной и химической намагниченностей.

Различие стабильности разных видов намагниченности по отношению к размагничивающим факторам лежит в основе разделения компонентов J_n и выяснения условий возникновения намагниченности.

Первым условием для проведения палеомагнитных исследований является наличие у породы первичной намагниченности, т. е. намагниченности, имеющей возраст породы и сохранившейся на протяжении всей ее жизни. Выделение первичной намагниченности и доказательство того, что выделенная намагниченность действительно первична — трудная задача, значительно более трудная, чем это представлялось на раннем этапе развития палеомагнитных исследований.

Естественно, что моделирование процесса, протекающего миллионы лет, невозможно, и поэтому, строго говоря, любое физическое доказательство присутствия в породе первичной намагниченности по самому своему существу является косвенным. В этом случае решается задача разделения компонентов J_n , уничтожения, если это возможно, методами магнитной чистки нестабильных и, как правило, вторичных компонентов J_n . Время образования того или иного компонента J_n оценивается по виду намагниченности.

Прямыми методами, т. е. непосредственно позволяющими оценить время образования намагниченности, являются так называемые

мые *полевые методы* выделения первичной намагниченности. Они основаны на геометрическом принципе: естественная остаточная намагниченность породы является векторной суммой двух или нескольких намагниченностей, возникших в разное время, и если известны направления результирующей и вторичной намагниченностей, то можно найти направление первичной. Наиболее распространенными методами являются: *метод складок*, *метод галек* и *метод кругов перемагничивания* (некоторые из них будут рассмотрены в гл. 8).

Лабораторные методы, основанные на различной стабильности разных видов намагниченности, как уже говорилось, позволяют разделить компоненты естественной остаточной намагниченности и в некоторых случаях дают возможность установить первичность намагниченности.

Для всех изверженных пород первичной является термонамагниченность, которая, как сказано выше, наиболее стабильна из всех видов намагниченности. При некотором размагничивающем воздействии термонамагниченность будет разрушаться медленнее, чем вторичные намагниченности, и, таким образом, при определенной величине напряженности переменного поля, температуре или времени выдержки в лабораторном поле, когда вектор J_n противоположен вектору $H_{\text{лаб}}$, вторичная намагниченность разрушится или скомпенсируется, а первичная останется. На этом основан так называемый *метод магнитной чистки*, т. е. уничтожение вторичной малостабильной компоненты одним из размагничивающих воздействий. Величина переменного размагничивающего поля, температура или время выдержки подбираются на 20—30 образцах коллекции по изменению направления вектора J_n образца при размагничивании: когда с увеличением напряженности переменного поля, времени выдержки или температуры направление J_n перестает меняться, можно считать, что в образце остается одна единственная намагниченность. Правильность выбора напряженности поля или температуры контролируется по изменению кучности векторов естественной остаточной намагниченности (см. гл. 8) при размагничивании образцов коллекции: значение h или T , при которых достигается наибольшая кучность векторов, является оптимальным, поскольку увеличение кучности означает преобладание у образцов общей по направлению компоненты J_n .

Однако все это безоговорочно справедливо только при наличии в породе одного магнитного минерала, не изменившегося со времени образования породы. На самом деле вторичная намагниченность достаточно часто бывает связана с образованием новых ферромагнитных минералов. Такая намагниченность обычно является химической, если новые зерна представляют мелкозернистый гематит или гидроокислы железа. Связанная с ними вторичная намагниченность окажется значительно стабильнее к воздействию переменного поля, чем термоостаточная намагниченность магнетита, которая является первичной для изверженных пород, как правило, магнетитосодержащих, или ориентационная намагничен-

ность осадков, определяемая обломочными, т.е. многодоменными зернами. Если носителями химической вторичной намагниченности являются зерна неустойчивого к нагревам минерала (гидроокислов, маггемита), то желаемый результат получится при температурной магнитной чистке. Однако прежде чем прибегать к тому или иному виду магнитной чистки, надо разобраться, к чему она приведет. Правильный метод чистки можно выбрать, только выяснив, какие магнитные минералы являются носителями намагниченности в породе и каково их происхождение, т.е. решить задачу не менее трудную, чем определение первичной намагниченности.

Если магнитная чистка позволяет разделить компоненты J_n разного происхождения (разного возраста), то в комбинации с анализом расположения точек на стереограмме до и после чистки прямыми методами можно выделить первичный компонент. Оказываются полезны в этом случае и чисто статистические методы: анализ соответствия распределения точек на стереограмме закону нормального распределения, сравнение внутри- и внешнепластовой кучностей векторов и др. (см. гл. 8).

Все описанные выше методы по существу только оценивают вероятность присутствия или преобладания в породе первичной намагниченности. Вопрос о первичной намагниченности удается решить в некоторых случаях однозначно, основываясь на различии видов намагниченности с привлечением немагнитных методов изучения состава магнитных минералов. Остановимся кратко на некоторых случаях, когда решение такой задачи при современном уровне науки возможно.

Поскольку только химическая намагниченность однодоменных зерен по стабильности неотличима от термоостаточной, то для тех изверженных пород, намагниченность которых связана с многодоменным магнетитом, первичность намагниченности можно выяснить, сравнивая кривые $J_n(h)$ с $J_{rs}(h)$: если кривая $J_n(h)$ располагается выше кривой $J_{rs}(h)$, то это означает, что J_n имеет термомангнитное происхождение. При этом надо убедиться, что магнетит является преобладающим минералом (по кривым $J_{rs}(T)$ и $J_s(T)$) и что он многодоменный (по величине H_c и коэрцитивному спектру), а также устранить вторичную намагниченность переменным полем и разрушить нагревом маггемит или другие неустойчивые к нагревам минералы, если они есть в породе.

Для определения первичности естественной остаточной намагниченности осадочных пород с ориентационной намагниченностью полезен метод переосаждения в сочетании с минералогическими исследованиями магнитных зерен и сопоставлением характеристик (в первую очередь коэрцитивных спектров) J_n и J_{rs} (переосажденная намагниченность). Если осадочная порода обладает химической намагниченностью, лабораторные методы сравнения естественной остаточной намагниченности с идеальной ничего не дадут, так как химическая намагниченность может быть как первичной, так и вторичной. Иногда немагнитными методами

можно установить первичность или вторичность зерен, несущих эту намагниченность, но это удастся в редких случаях.

Таким образом, несмотря на широкое распространение палеомагнитных исследований, основной вопрос — вопрос об определении первичной намагниченности, еще не получил окончательного решения.

§ 11. Магнитные минералы

Условия образования. Поскольку магнетизм горных пород, а следовательно, и аномалии магнитного поля определяются присутствующими в горных породах магнитными минералами (главным образом, ферромагнитными), необходимо рассмотреть факторы, обуславливающие появление и существование магнитных минералов, их состав, структуру и магнитные свойства.

По условиям образования выделяются три главных класса горных пород: магматические, осадочные и метаморфические. Все горные породы содержат в достаточном количестве элементы, необходимые для образования магнитных минералов. В первом приближении намагниченность горных пород коррелирует с содержанием в породе железа, однако прямого соответствия нет. Нередко при близком составе горных пород содержание в них магнитных минералов колеблется от 0,1 до 5–10%. Таким образом, состав среды есть условие необходимое, но недостаточное для образования магнитных минералов. Появление и свойства магнитных минералов определяются такими термодинамическими параметрами, как давление (p), температура (T), парциальное давление кислорода (p_{O_2}), характеризующее окислительно-восстановительные условия, водородный показатель (pH) и т. д. В зависимости от указанных условий магнитные свойства горных пород одинакового или близкого состава, заметно различаются [68, 116].

Условия образования магнитных минералов можно выяснить по данным экспериментов. Так, в результате нагрева основных и ультраосновных пород при разных давлениях и разных парциальных давлениях кислорода оказалось, что появление феррошпинелей возможно только при $T \leq 1200^\circ C$ ($1473 K$), $p \leq 20$ кбар ($2 \cdot 10^9$ Па) (рис. 93). Исчезновение с ростом давления феррошпинелей — главных носителей магнетизма магматических и метаморфических горных пород — в значительной степени объясняется постепенным появлением ассоциаций минералов с большей плотностью упаковки атомов. По плотности упаковки в кубических сантиметрах на грамм-атом минералы располагаются в такой последовательности: титаномagnetиты (6,4—6,7), рутил (6,2), шпинели, содержащие Mg, Fe и Al, и гранаты (5,7—5,8), ильменит (6,4), гейкилит (6,0), пирротин (9,5), пирит (8,0).

Давление 20 кбар соответствует примерно глубине 70 км от поверхности Земли. Следовательно, образование магнитных минералов на больших глубинах невозможно. Этот факт является очень важным при интерпретации аномалий магнитного поля.

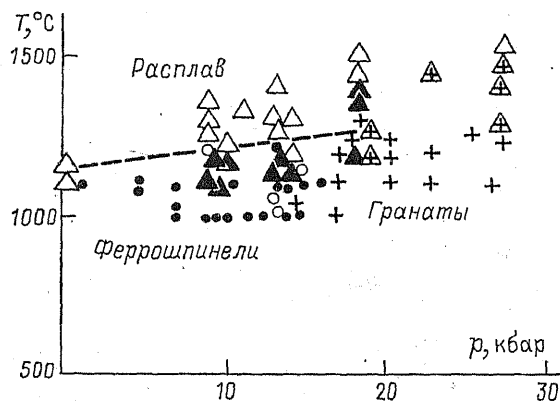


Рис. 93. Диаграмма устойчивости феррошпинелей.

Данные опытных исследований перехода базальт — эклогит (кружки) и плавления базальтов (треугольники); крестики — присутствие гранатов; зачерненные значки — присутствие феррошпинелей.

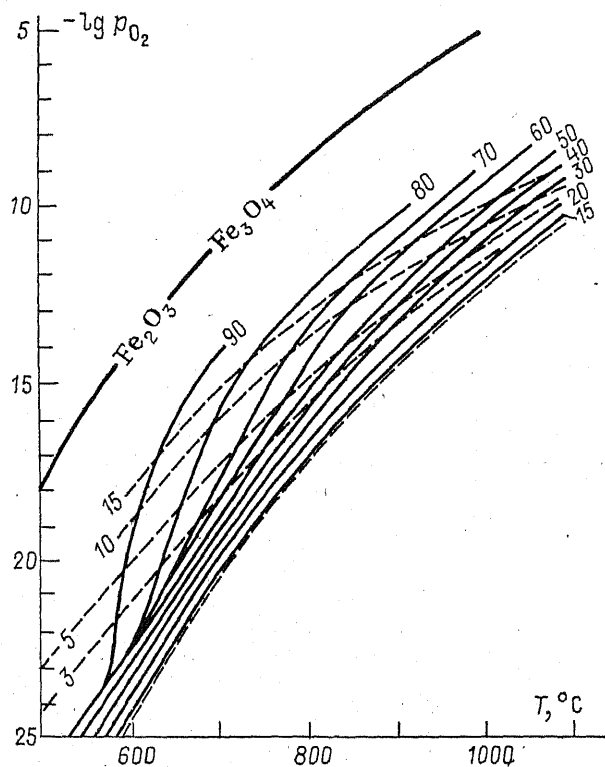


Рис. 94. Зависимость составов равновесных титаномagnetитов (сплошные линии) и геонильменитов (пунктирные линии) от температуры и парциального давления кислорода.

Цифры у кривой справа — доля Fe_3O_4 в титаномagnetите, слева — доля Fe_2O_3 в геонильмените.

Внутри p — T -области существование магнитных минералов, их образование определяются в первую очередь окислительно-восстановительными условиями. Это наглядно подтверждается корреляцией намагниченности горных пород с величиной отношения $\text{Fe}_2\text{O}_3/\text{FeO}$, а также диаграммой состояния для ряда термодинамических систем, близких по составу к горным породам, например для системы $\text{FeO}—\text{MgO}—\text{SiO}_2$. В результате консерватизма термодинамической системы равновесные условия для кристаллизации определенных магнитных минералов, существующие в магматическом очаге, сохраняются и после уменьшения общего давления и даже температуры. Например, в лавовых озерах о-ва Гавайи титаномагнетиты с точки Кюри 150°C начинают кристаллизоваться с 1070°C (1343 K), что отвечает равновесному $T—p_{\text{O}_2}$ -режиму в лаве (рис. 94). Но эти же по составу титаномагнетиты продолжают кристаллизоваться до 800°C (1073 K), что явно не соответствует равновесным условиям для их образования. Лишь ниже 800°C изменения в режиме начинают заметно сказываться на составе титаномагнетитов: образуются все более окисленные разновидности со все более высокими точками Кюри [212]. Такой консерватизм системы обусловил близкую к линейной зависимость между точками Кюри первичных титаномагнетитов лав и глубиной очагов вулканов (рис. 95).

Итак, на диаграмме $p—T—p_{\text{O}_2}$ выделяются четыре термодинамические зоны условий образования магнитных минералов;

«гематитовая» — высокоокислительные условия у поверхности Земли, где распространены магнитные минералы, содержащие только Fe^{+3} (гематит, маггемит, гидроокислы железа);

«магнетитовая» — образуются магнитные минералы, содержащие Fe^{+2} и Fe^{+3} ; это главным образом феррошпинели, гемосильмениты, пирротин; минералы, содержащие только Fe^{+3} , отсутствуют (по диаграмме $T—p_{\text{O}_2}$, приведенной на рис. 94);

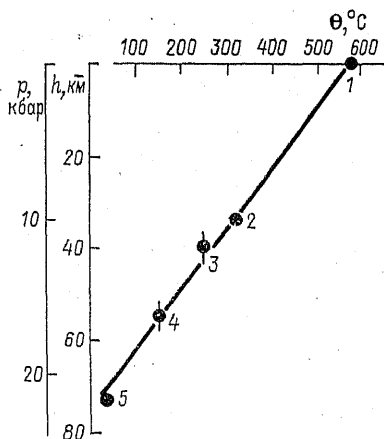


Рис. 95. Зависимость точек Кюри титаномагнетитов основных магматических пород от давления (глубины очага вулканов).

1 — магнетит (образуется только в близкоповерхностных условиях); 2, 5 — опытные данные; 3, 4 — средняя глубина очага вулканов Толбачик (Камчатка) и Килауэа (Гавайские острова) по сейсмологическим данным.

«силикатная» — практически отсутствует Fe^{+3} и соответственно образуются только такие минералы, как ильменит, ульвошпинель, силикаты, содержащие Fe^{+2} ;

«металлическая» — помимо минералов «силикатной» зоны появляется металлическое железо.

Температуру и парциальное давление кислорода при образовании титаномагнетитов и гемойльменитов, зная их состав, можно определить по диаграмме $T-p_{\text{O}_2}$, приведенной на рис. 94 [116, 179].

Магнитные минералы осадков и осадочных пород образуются в результате химических реакций при температуре, близкой к комнатной, и давлении около 1 атм в окислительных условиях «гематитовой» зоны. Соответственно для осадков характерны различные гидроокислы железа, переходящие в гематит и маггемит при потере воды. Реже, в восстановительных условиях, появляются магнетит и даже сульфиды железа, такие как пирит, пирротин, грейгит (Fe_3S_4). Таким образом, по окислительно-восстановительным условиям осадочные породы преимущественно соответствуют «гематитовой» зоне, в меньшей мере — «магнетитовой» и «силикатной». Кроме того, в осадках широко распространены магнитные минералы иного генезиса, попадающие в осадок в виде обломков в результате разрушения горных пород. Часто они принадлежат породам иных термодинамических зон и неустойчивы в поверхностных условиях.

Большое влияние оказывает на минеральный состав осадочных пород присутствие органических веществ, которые создают активно-восстановительную среду и способствуют образованию таких минералов, как пириты, троилит, гидротроилит и т. д.

Магматические и метаморфические породы образуются при относительно высоких температуре, давлении и более низких парциальных давлениях кислорода в «магнетитовой» и «силикатной» термодинамических зонах. Магнитные минералы этих пород неустойчивы в приповерхностных условиях Земли, что выражается

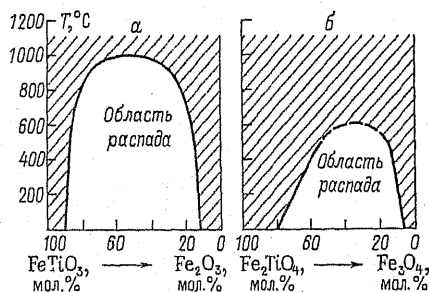


Рис. 96. Диаграммы температурной устойчивости твердых растворов.

а — титаномагнетиты; б — гемойльмениты; заштрихована область существования стабильного твердого раствора.

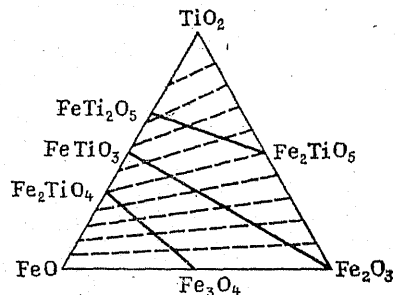


Рис. 97. Тройная диаграмма $\text{FeO}-\text{TiO}_2-\text{Fe}_2\text{O}_3$.

Сплошные линии — серии твердых растворов; пунктирные — линии окисления.

в распаде твердых растворов (рис. 96) и их разрушении в результате окисления. Распад твердого раствора — это образование из гомогенного твердого раствора ряда минералов при неизменном валовом составе: распад идет вдоль линии составов твердых растворов (рис. 97). Окисление (восстановление) твердых растворов — это изменение соотношения разновалентных катионов одного атома, например железа, при сохранении суммы катионов исходного минерала в результате привноса (выноса) окислителя, например кислорода. Такой процесс идет вдоль линии окисления; для титаномагнетита или гемоильменита — отношение $\text{Fe}/\text{Ti} = \text{const}$ (см. рис. 97).

При распаде титаномагнетита образуется тонкое прораствание титаномагнетитов, близких по составу магнетиту и ульвошпинели. Гомогенные титаномагнетиты обычно сохраняются при быстром остывании (при низких температурах резко уменьшается скорость диффузии атомов, поэтому, несмотря на неравновесное состояние, минерал может долго сохраняться). Низкотемпературное окисление при 200—300°С (473—573 К) в присутствии воды ведет к образованию дефектных, метастабильных катион-дефицитных титаномагнетитов (Fe^{+2} переходит в Fe^{+3} , создавая вакансии в В-подрешетке). Такие титаномагнетиты часто называются титаномаггемитами. Они легко разрушаются при нагреве до 300°С (573 К) и выше с образованием магнетита, ильменита или продуктов разрушения последнего — анатаза (TiO_2), гематита. При низкотемпературном окислении идет также процесс грануляции — выделение зернистого агрегата магнетита и близкого анатазу вещества. При высокотемпературном окислении титаномагнетит разрушается, минуя стадию титаномаггемита, и образуется агрегат магнетита и ильменита. Этим процессом объясняется широкое распространение вростков ильменита в зернах титаномагнетита. Обычно этот процесс идет при высоких температурах вплоть до магматических на стадии остывания лав и т. п. Поэтому такие породы являются хорошими объектами для палеомагнитных исследований, несмотря на изменение титаномагнетита. С ростом парциального давления кислорода (например, на воздухе) высокотемпературное окисление ведет к образованию магнетита, анатаза, гематита, псевдобрукита (выше 600°С (873 К)).

Процессы гидротермального регионального метаморфизма ведут к разрушению магнитных минералов, переходу железа в силикаты и к резкому уменьшению намагниченности пород [70, 89, 140]. Многообразие составов пород и сочетаний процессов метаморфизма приводит к очень сложной картине в распределении магнитных минералов в горных породах и их магнитных свойств.

Магнитные свойства. Химические анализы показали, что магнитные минералы состоят в основном из ионов Fe^{+2} , Fe^{+3} , Ti^{+4} , O^{-2} , а также содержат небольшое количество примесей Mg^{+2} , Mn^{+2} , Al^{+3} , Cr^{+3} , V^{+3} . Составы основных групп магнитных минералов удобнее всего рассмотреть на тройной диаграмме $\text{FeO} - \text{Fe}_2\text{O}_3 - \text{TiO}_2$ (рис. 97). В нее попадают практически все основ-

ные минералы (без примесей), которые представляют интерес для магнетизма горных пород, за исключением сульфидов железа и гидроокислов.

На синтезированных образцах установлено, что в этой тройной системе существуют три основные серии твердых растворов:

$\text{Fe}^{+2}\text{Fe}_2^{+3}\text{O}_4 - \text{Fe}^{+2}\text{Ti}^{+4}\text{O}_4$ — титаномagnetитовая со шпинельной структурой;

$\text{Fe}_2^{+3}\text{O}_3 - \text{Fe}^{+2}\text{Ti}^{+4}\text{O}_3$ — гематито-ильменитовая с ромбэдальной структурой;

$\text{Fe}_2^{+3}\text{Ti}^{+4}\text{O}_5 - \text{Fe}^{+2}\text{Ti}^{+4}\text{O}_5$ — псевдобрукитовая с орторомбической структурой.

Изучение магнитных и химических свойств этой системы проводилось ранее рядом исследователей [10*, 152]. Оказалось, что помимо указанных трех серий существуют твердые растворы, попадающие в поле тройной диаграммы, ограниченное сериями $\text{Fe}_3\text{O}_4 - \text{Fe}_2\text{TiO}_4$ и $\text{Fe}_2\text{O}_3 - \text{FeTiO}_3$, причем наблюдается тенденция в расположении точек вдоль линий окисления — восстановления. Это — титаномagnetиты (титаномagnetиты с дефектной структурой), образующиеся при низкотемпературном окислении титаномagnetитов. Псевдобрукитовая серия получается при высокотемпературном окислении минералов ильменито-гематитовой серии. Псевдобрукиты в горных породах являются показателем высокотемпературной истории породы. В дальнейшем более подробно будут рассмотрены только титаномagnetитовая и гематито-ильменитовая серии. Псевдобрукиты являются парамагнетиками вплоть до температуры -190°C (83 K).

1. Титаномagnetитовая серия. *Магнетит* Fe_3O_4 — крайний член серии, типичный ферромагнетик, наиболее распространенный минерал; он присутствует во всех видах горных пород: в изверженных, осадочных и метаморфических. Его основные свойства приведены в табл. 12. Однако магнитные свойства магнетита, в частности поле насыщения H_s и разрушающее поле остаточной намагниченности насыщения H'_c , могут меняться в зависимости от величины зерна и структурного состояния минерала. Так, например, у монокристаллов магнетита $H_s = 1000 \text{ Э}$ ($796 \cdot 10^2 \text{ А/м}$), $H'_c = 145 \div 190 \text{ Э}$ ($11542 \div 16024 \text{ А/м}$), у базальтов, содержащих магнетит, $H_s \geq 1000 \text{ Э}$ ($\geq 796 \cdot 10^2 \text{ А/м}$), $H'_c \sim 250 \text{ Э}$ (19900 А/м), у вторичного магнетита-мушкетовита $H_s = 1100 \text{ Э}$ (79673 А/м), $H'_c \sim 155 \text{ Э}$ (12338 А/м), у мартитизированного магнетита (в зависимости от стадии мартитизации) H_s и H'_c существенно возрастают, доходя до $\sim 7000 \text{ Э}$ ($\sim 5572 \cdot 10^2 \text{ А/м}$) и $\sim 400 \text{ Э}$ ($\sim 31840 \text{ А/м}$), соответственно. В последнем случае наряду с магнетитом присутствует большое количество гематита, т. е. сказывается как структурное изменение зерна (дробление его), так и высокая магнитная жесткость гематита [34]. Интересной особенностью магнетита является низкотемпературный фазовый переход около -150°C (123 K), когда кубическая решетка переходит в орторомбическую.

ТАБЛИЦА 12

Основные свойства ферри- и антиферромагнитных минералов

Минерал	Химическая формула	Постоянная решет-ки, нм	Плотность, г/см ³	Точка Кюри, °С	J_s , ед. СГС	H'_c , э	H_s , э
Магнетит	Fe_3O_4	0,8396	5,20	578	92	~150	1000
Ульвошпинель	Fe_2TiO_4	0,853	4,78	-120	—	—	—
Якобсит	$MnFe_2O_4$	0,851	4,87	300	408	—	—
Треворит	$NiFe_2O_4$	0,843	5,26	581	267	—	—
Магнезиоферрит	$MgFe_2O_4$	0,838	4,52	310	110	—	—
Гематит	αFe_2O_3	0,542	5,0—5,2	678	0,2	~3000	>7000
Ильменит	$FeTiO_3$	0,554	4,7—4,78	—	—	—	—
Маггемит	γFe_2O_3	—	4,88	675	83	—	—
Гётит	$\alpha FeOOH$	0,464 1,000 0,303	—	—	—	—	>10 000
Лепидокрокит	$\gamma FeOOH$	0,387 1,251 0,306	—	—	—	1850	>9 300
Пирротин:							
ферримагнитный	$FeS_{1,2}$	—	—	324	—	59	1 000
антиферромагнитный λ -типа	$FeS_{1,09}$	—	—	324	—	730	>7 500
промежуточный	$FeS_{1,17}$	—	—	—	—	220	>7 500

Несколько выше, при температуре -143°C (130 K) находится так называемая изотропная точка (см. § 9), где константа естественной кристаллографической анизотропии переходит через нуль (см. рис. 84 а). Ось легкого намагничивания монокристалла магнетита — пространственная диагональ [111]. Магнитострикция насыщения $\lambda_{[111]}$ для синтезированного кристалла имеет при комнатной температуре величину $78 \cdot 10^{-6}$.

Магнетит сравнительно легко может быть определен в горных породах магнитными методами: по температуре Кюри, кривой нормального намагничивания и параметрам насыщения H_s и H'_c , по наличию низкотемпературного фазового перехода (при -150°C). На рис. 98 отчетливо видна точка Кюри магнетита.

Маггемит γFe_2O_3 — продукт низкотемпературного окисления магнетита — имеет кристаллическую решетку магнетита, но $1/9$ положений железа становятся вакантными из-за окисления Fe^{+2} до Fe^{+3} . Минералогически он отличается от магнетита с очень большим трудом. Постоянная решетки маггемита меньше, чем у магнетита. Маггемит присутствует в коре выветривания, в осадочных и изверженных породах. Большая неустойчивость магге-

мита при нагреваниях и превращение его в гематит позволяет применять магнитные методы для его определения. Основная доля маггемита переходит в гематит в интервале температур от 250°С (523 К) до 450°С (723 К). Маггемиты с изоморфными примесями являются более устойчивыми и сохраняются вплоть до 700°С (923 К). Этот фазовый переход сопровождается уменьшением J_{rs} (рис. 99) и возрастанием H'_c образца. Характерные кривые изменения $J_{rs}(T)$ и параметров насыщения после нагревания в воздухе (кривые 1, 2) и в вакууме (кривые 3, 4) представлены на рис. 100 [126].

Ульвошпинель Fe_2TiO_4 (второй крайний член серии) — парамагнетик при комнатной температуре и становится антиферромагнетиком при $T = -120^\circ\text{C}$ (153 К). В породах встречается только в виде тонких прорастаний при распаде титаномagnetитов.

Титаномagnetиты — промежуточные члены серии, твердые растворы магнетита и ульвошпинели. Впервые синтез титаномagnetитов был осуществлен С. Акимото, Т. Кацурой и М. Иосидой [152]. При увеличении процентного содержания ульвошпинели постоянная решетки увеличивается от 0,839 до 0,853 нм, точка

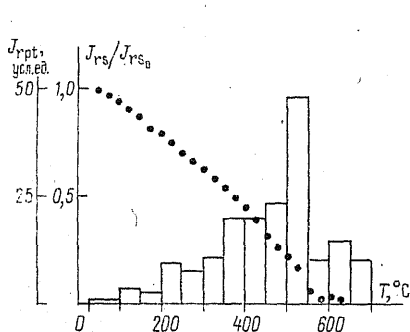


Рис. 98. Кривая $J_{rs}(T)$ и спектр частичных термоостаточных намагниченностей образца базальта (При-морье).

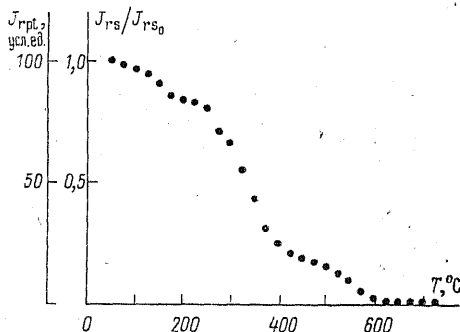


Рис. 99. Изменение остаточной намагниченности насыщения монокристалла магнетита Шабровского месторождения при нагревании.

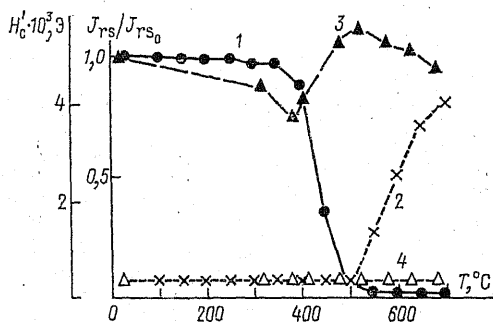


Рис. 100. Изменение параметров насыщения J_{rs} и H'_c образца чистого маггемита после нагревания до определенной температуры.

1 — J_{rs} / J_{rs0} , нагревание на воздухе; 2 — H'_c , нагревание на воздухе; 3 — J_{rs} / J_{rs0} , 4 — H'_c , нагревание в вакууме $3 \cdot 10^{-2}$ мм рт. ст.

Кюри уменьшается от 578 до -120°C (рис. 101 а), магнитный момент насыщения убывает и точка низкотемпературного фазового перехода смещается ниже температуры жидкого азота. Изменение магнитного момента насыщения в зависимости от состава серии показано на рис. 101 б.

Наиболее интересны для магнетизма горных пород титаномagnetиты с точками Кюри выше комнатной температуры. Титаномagnetиты являются основными ферромагнитными минералами изверженных пород. Кроме того, в титаномagnetитах часто присутствуют ионы Mg, Mn, Al, Cr, V и т. д., но их суммарное содержание обычно мало. Эти примеси незначительно влияют на точку Кюри. Присутствие в образце титаномagnetитов можно установить по кривым термомагнитного анализа. Однако, как известно, изменение градиента кривых $J_{rs}(T)$ и $J_s(T)$ и соответствующие максимумы в спектре парциальных намагниченностей указывают лишь на наличие компоненты с определенной точкой Кюри, не устанавливая ее. Поскольку представители серии гематито-ильменитов, пирротины, магнезиоферриты (MgOFe_2O_3) и якобиты (MnFe_2O_4) имеют интервалы точек Кюри, перекрывающиеся с таковыми для титаномagnetитов, для точного определения наличия последних в породе необходимы дополнительные, иногда немагнитные исследования.

Как указывалось выше, титаномagnetиты в результате низкотемпературного окисления могут переходить в титаномagnetиты. Отличительной чертой титаномagnetитов и в особенности титаномagnetитов является образование при нагреве magnetита или компонента, близкого magnetиту, и минерала с большим содержанием Ti. Magnetиты распадаются интенсивнее и при более низких температурах. В результате наблюдается существенный рост намагниченности насыщения и коэрцитивной силы после нагревания. При повторном нагревании на кривой $J_{rs}(T)$ точка Кюри этого минерала может не определиться.

2. Серия гематито-ильменитов. Гематит $\alpha\text{Fe}_2\text{O}_3$ — крайний член ряда гематито-ильменитов, широко распространен в природе,

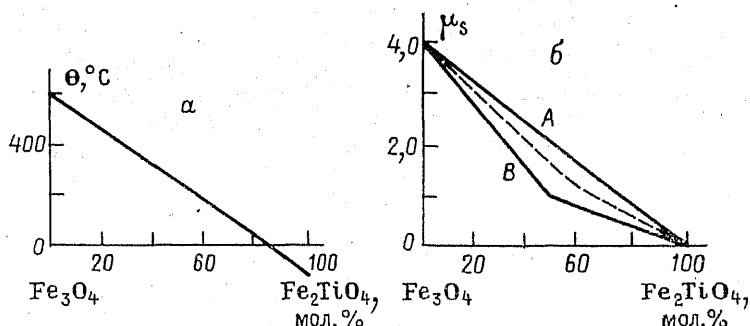


Рис. 101. Зависимость точки Кюри (а) и момента насыщения при $T=0\text{K}$ (б) от химического состава серии твердого раствора $\text{Fe}_2\text{TiO}_4\text{—Fe}_3\text{O}_4$.

является несовершенным антиферромагнетиком, обладает малой величиной J_s , на два порядка меньшей, чем у магнетита. Вопрос о природе магнетизма гематита спорен. По последним представлениям [10*] спины в чередующихся плоскостях кристаллической решетки гематита составляют угол $<180^\circ$, вследствие чего получается суммарная $J_s \neq 0$ с направлением вектора, перпендикулярным плоскости ориентации спинов. Точка Кюри для гематита 675°C (948 K). Гематит обладает также точкой фазового перехода (-20°C (253 K)), однако при добавлении примесей Ti^{+4} , Al^{+3} , Fe^{+2} , Mg^{+2} и Mn^{+3} фазовый переход смещается к более низким температурам. Как видно из табл. 12, поликристаллический гематит является исключительно магнитостабильным минералом. Характерные магнитные свойства, присущие породам, содержащим поликристаллический гематит, — это высокая стабильность естественной остаточной намагниченности к переменному магнитному полю и отсутствие насыщения на кривой нормального намагничивания до полей с напряженностью $\sim 7500\text{ Э}$. Поскольку гематит возникает при нагреваниях в результате окисления магнетита и превращения маггемита, то по точке Кюри его можно обнаружить только по зависимости остаточной намагниченности насыщения от температуры и то при большом содержании гематита (рис. 102). Если же в породе кроме гематита присутствует и магнетит, то этим методом наличие гематита можно не определить. Тогда оно устанавливается по зависимости нормального намагничивания (отсутствие насыщения в полях с напряженностью $\sim 7000\text{ Э}$) и спектру парциальных намагниченностей (рис. 103).

Второй крайний член серии — *ильменит* (FeTiO_3) — парамагнетик до -203°C (70 K), а ниже этой температуры — антиферромагнетик. Он часто встречается в породах, но носителем остаточной намагниченности в них не является.

Минералы гематито-ильменитовой серии представляют собой твердые растворы гематита и ильменита с химическим составом $x\text{FeTiO}_3 \cdot (1-x)\text{Fe}_2\text{O}_3$. Постоянная решетки изменяется от $0,542\text{ нм}$ для гематита до $0,554\text{ нм}$ для ильменита, одновременно колеблется и температура Кюри этих минералов (рис. 104). Минералы этой серии с $1 > x \geq 0,45$ являются ферримангнетиками, а при $0,45 > x \geq 0$ — антиферромагнетиками с паразитическим ферромагнетизмом [10*]. Твердые растворы, которые при комнатной температуре являются ферримангнетиками и обуславливают магнитные свойства пород, ограничены составами с $0,8 > x \geq 0,45$. Изменение момента насыщения в зависимости от состава представлено на рис. 104 б. Часть твердых растворов, относящихся к граничной зоне между ферри- и антиферромагнетиками ($0,45 \leq x \leq 0,6$), способна приобретать обратную термоостаточную намагниченность (см. § 13) [309]. Определение в породе гематито-ильменитов магнитными методами затруднительно, так как диапазон изменений их точек Кюри охватывает точки Кюри минералов всех других серий. Особенно трудно определить гематито-ильмениты в присутствии магнетита и отличить от титаномагне-

Рис. 102. Зависимость J_{rs} от температуры для образцов гематита.

1 — образец поликристаллического гематита (Кривой Рог); 2 — монокристалл гематита (Шабры).

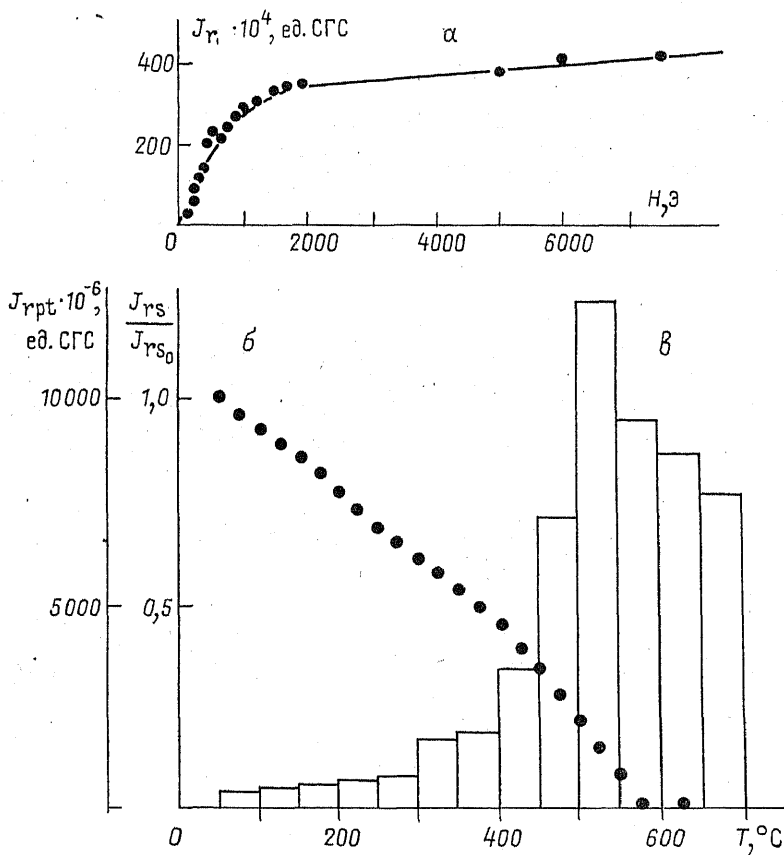
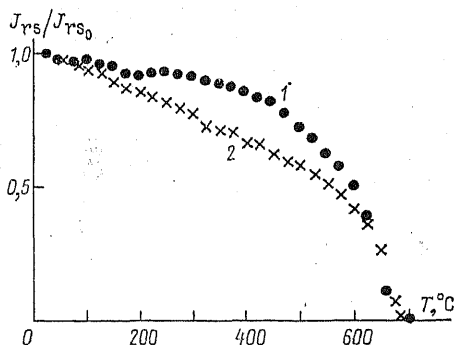


Рис. 103. Зависимость нормальной намагниченности от напряженности поля (а), от температуры (б) и спектр частичных намагниченностей образца бальзата (район оз. Байкал) (в).

титов члены ряда с температурами Кюри $100 \div 300^\circ \text{C}$ ($373 \div 573 \text{ K}$). Вопросы диагностики гематито-ильменитов находятся в стадии исследования.

3. Гидроокислы железа. Гидроокислы железа — минералы, широко распространенные в коре выветривания и в осадочных породах. Известно несколько разновидностей гидроокислов, но в природе в основном встречаются гётит и гидрогётит (αFeOOH) и лепидокрокит, гидролепидокрокит и гидрогематит (γFeOOH).

Гётит — минерал с ромбической кристаллической решеткой, антиферромагнетик, однако часто обладает остаточной намагниченностью благодаря внутренним дефектам [22]. Термоостаточная намагниченность гётита очень стабильна. Гидрогётит нестабилен, и при нагревании до 200°C (473 K) он переходит в гётит, при этом происходит существенное увеличение остаточной намагниченности насыщения и H'_c . При дальнейшем нагревании уменьшаются величины обеих характеристик (гётит переходит в гематит) [11].

Лепидокрокит — минерал, имеющий ромбическую структуру, антиферромагнетик, очень слабо магнитен. При нагреваниях лепидокрокит и гидролепидокрокит сильно изменяются: при $T = 20 \div 150^\circ \text{C}$ ($293 \div 423 \text{ K}$) происходит переход гидролепидокрокита в лепидокрит, сопровождающийся возрастанием величин остаточной намагниченности насыщения и H'_c . При $T = 150 \div 275^\circ \text{C}$ ($423 \div 548 \text{ K}$) лепидокрокит переходит в маггемит, при этом сильно возрастает остаточная намагниченность насыщения и уменьшается H'_c , а при дальнейшем нагревании происходит переход маггемита в гематит (J_{rs} уменьшается, H'_c увеличивается) [11].

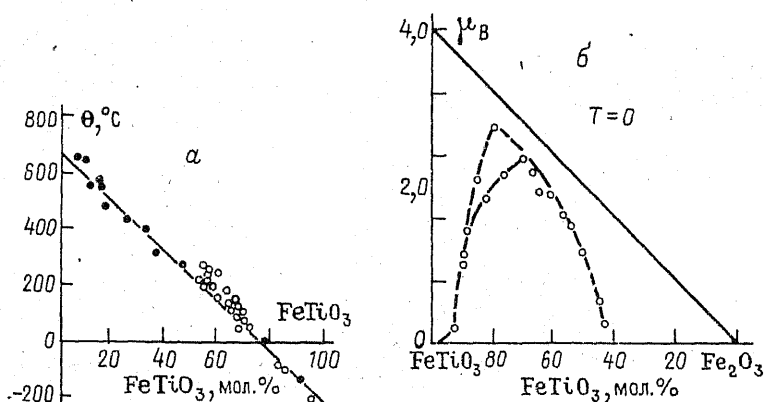


Рис. 104. Зависимость температуры Кюри (а) и момента насыщения (б) от химического состава у минералов гематито-ильменитовой серии.

а — точки и кружки — экспериментальные данные разных авторов; б — сплошная прямая — теоретическая; пунктирные прямые — экспериментальные.

Гидрогематит до сих пор очень мало изучен. При нагревании до 250°C (523 K) он переходит в гематит, что сопровождается увеличением остаточной намагниченности насыщения и H_c' .

4. Пирротины. Из сульфидов железа, встречающихся в природе наиболее распространен пирротин FeS_{1+x} . Известны также пирротины с изоморфными примесями меди в кристаллической решетке — кубанит, никеля — пентландит и — грейгит. Но носителем магнитных свойств является в основном пирротин. В зависимости от состава пирротины могут быть антиферромагнитными при $0 < x < 0,1$ и ферримагнитными при $0,1 < x < 0,25$ [10*]. Поскольку пирротины представляют собой серию минералов разного состава, их свойства легче рассматривать на диаграмме (рис. 105) [10*]. У пирротинов с $0 < x < 0,09$ наблюдается α -превращение, которое сопровождается изменением ориентации спинов: ниже температуры α -превращения (T_α) спины параллельны оси кристалла c , выше T_α они располагаются в основной плоскости, т. е. в плоскости, перпендикулярной оси c .

У пирротинов с $0,06 < x < 0,12$ наблюдаются γ -превращения. При γ -превращении на кривой температурного изменения восприимчивости появляется резкий пик, так называемый λ -пик. Такие пирротины названы *пирротинами λ -типа*.

Точка Кюри пирротинов близка к 324°C (597 K), были зафиксированы точки Кюри от 305 до 314°C (от 578 до 587 K). В работах Е. Шварца [289, 290] показано, что точка Кюри ферримагнитного пирротина, получающегося при γ -превращениях, менее 300°C (573 K).

В природе чаще всего встречаются пирротины промежуточного типа, каждое зерно которых содержит две (или более) магнитные фазы [60]. Изменение магнитных свойств при нагреваниях позволяет определить тип исследуемого пирротина. С. Бродская с коллегами предложила [33] магнитные критерии для определения типа пирротинов. Характерные свойства пирротинов представлены в табл. 12. Из нее следует, что магнитные свойства пирро-

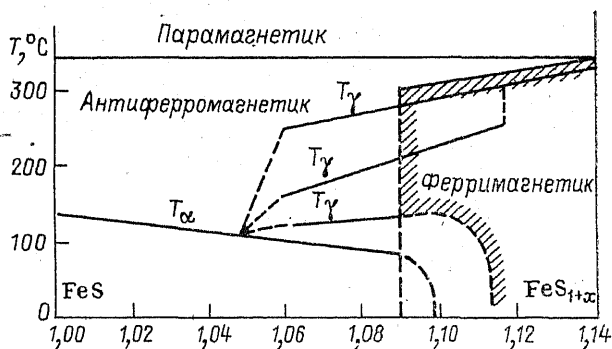


Рис. 105. Диаграмма магнитных фаз пирротина.

тинов разных типов имеют четкие различия. Однако наиболее существенные различия наблюдаются при нагреваниях. Так, у образца λ -типа наблюдается значительное увеличение остаточной намагниченности насыщения при $T=220\div 250^\circ\text{C}$ ($493\div 523\text{ K}$). Начало изменений магнитных свойств у пирротинов λ -типа фиксируется при $T\leq 200^\circ\text{C}$ (473 K), а у ферритмагнитных пирротинов — после 300°C (573 K). Остаточная намагниченность насыщения после нагревания у пирротинов λ -типа увеличивается в десятки раз, а у ферритмагнитных пирротинов — в $1,5\div 3,5$ раза. Разрушающее поле H_c у пирротинов λ -типа при нагревании падает, а у ферритмагнитных — возрастает.

§ 12. Магнитные свойства метеоритов и лунных пород

После ознакомления с магнитными свойствами горных пород и минералов представляется интересным привести и общие сведения о магнитных свойствах некоторых внеземных образований. До недавнего времени единственными внеземными объектами, доступными исследованию в лаборатории, были метеориты. В 1969—1970 гг. на Землю были доставлены первые образцы лунных пород, и появилась возможность сравнительного изучения и оценки условий формирования различных космических тел.

Метеориты подразделяются на три класса — каменные, железокаленные и железные [92]. Всего падений и находок метеоритов всех классов на земном шаре на 1-е января 1965 г. зарегистрировано 1759. Каменные метеориты представляют основную массу всех метеоритов ($\sim 85\%$), железные падают сравнительно редко, примерно в 6% случаев, еще реже падают железокаленные метеориты. Метеориты состоят из железоникелевого сплава (среднее содержание Fe — 90%, Ni — 10%) и силикатных минералов, главным образом оливина и пироксена. Каменные метеориты содержат в основном силикаты, количество никелистого железа в них варьируют от долей весового процента до 25 вес. %; в железокаленных метеоритах силикатная и металлическая части примерно равны по объему; железные на 95% состоят из никелистого железа с небольшой примесью аксессуарных минералов. Поэтому в аспекте исследований магнитных свойств более интересными представляются каменные метеориты, похожие на горные породы.

Метеориты в основном состоят из химических элементов, что имеются и на Земле, но есть минералы, входящие в их состав, которые в земных условиях пока не обнаружены (лавренсит — FeCl_2 , ольдгамит — CaS и т. д.). Основным ферромагнитным минералом в метеоритах всех классов является никелистое железо, встречающееся в виде двух минералов — камасита и тэнита; в качестве малых примесей встречается магнетит, обычно в коре плавления, и очень редко — ильменит.

Равномерное распределение включений никелистого железа в силикатной массе каменных метеоритов обычно рассматривается как следствие того, что каменные метеориты в момент образования находились в слабых гравитационных полях. В настоящее время метеориты считаются обломками небесных тел типа астероидов, возникающими при столкновениях.

Упавшие на Землю метеориты сохраняются в коллекциях при музеях. В СССР наиболее крупные коллекции метеоритов находятся в Москве, Ленинграде, Киеве, Тарту, Одессе, Свердловске. Многочисленные коллекции метеоритов имеются и в других странах — Англии, Индии, США, Австрии, Венгрии и т. д.

По схеме, принятой при исследовании горных пород, изучались основные магнитные характеристики никелистого железа для 700 образцов каменных метеоритов [67]. На рис. 106 представлена зависимость остаточной нормальной намагниченности от намагничивающего поля для трех образцов каменных метеоритов; поле насыщения может быть оценено в $2000 \div 3000 \text{ Э}$ ($1592 \div 2388$) $\cdot 10^2 \text{ А/м}$. Коэрцитивная сила изменяется в пределах $7 \div 20 \text{ Э}$ ($457,2 \div 1592 \text{ А/м}$). На рис. 107 представлены кривые термомагнитного анализа для трех образцов каменных метеоритов в магнитном поле с напряженностью 25 Э (1990 А/м). Плавный ход кривых и резкий спад их в интервале температур $760 \div 800^\circ \text{С}$ ($1033 \div 1073 \text{ К}$) говорит о том, что в каменных метеоритах содержится один ферромагнетик — никелистое железо — камасит с температурой Кюри около 780°С (1053 К).

Все исследованные образцы каменных метеоритов обладают естественной остаточной намагниченностью. На рис. 108 представлены сводные гistogramмы распределения естественной остаточной намагниченности (а), магнитной восприимчивости (б) и содержания никелистого железа (в) для 250 образцов каменных метеоритов. По содержанию никелистого железа каменные метеориты подразделяются на две подгруппы — гиперстеновые (содержание

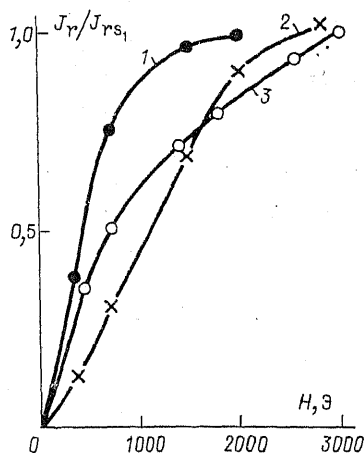


Рис. 106. Зависимость нормальной остаточной намагниченности каменных метеоритов от напряженности поля.

1 — Пултуск; 2 — Саратов; 3 — Жовтневый Хутор.

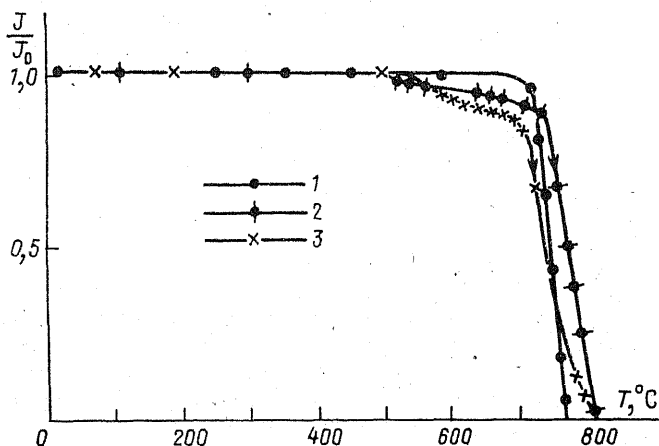


Рис. 107. Термомагнитный анализ каменных метеоритов.
1 — Оханск; 2 — Саратов; 3 — Жовтневый Хутор.

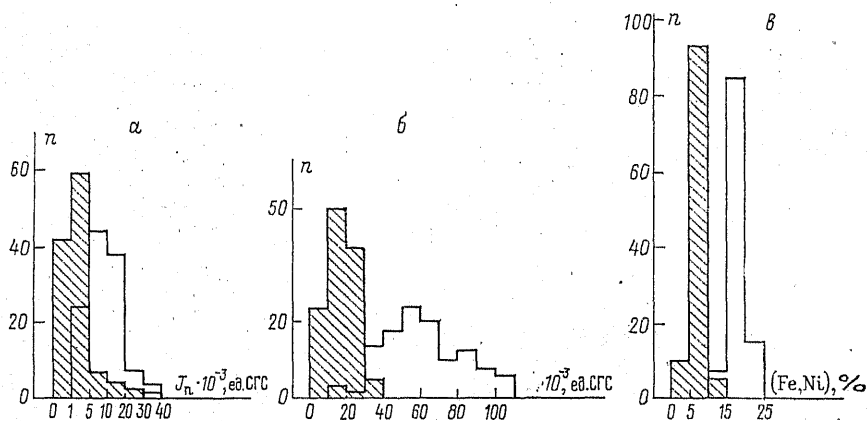


Рис. 108. Гистограммы распределения естественной остаточной намагниченности (а), магнитной восприимчивости (б) и содержания никелистого железа (в) для 250 образцов каменных метеоритов.

Заштрихованные области — гиперстеновые хондриты; светлые области — бронзитовые хондриты.

никелистого железа $2 \div 12$ вес. %) и бронзитовые (содержание никелистого железа $13 \div 25$ вес. %). Из рис. 108 видно, что величины J_n и χ каменных метеоритов подчиняются распределению никелистого железа в этих подгруппах. Аномальными магнитными свойствами обладают не более 5% образцов каменных метеоритов, и их аномальность всегда может быть объяснена индивидуальными особенностями образцов.

Многочисленные опыты по намагничиванию образцов метеоритов переменным магнитным полем или при нагревании, а также опыты по моделированию различных видов намагниченности показывают, что метеориты при падении на Землю сохраняют намагниченность, полученную ими в родоначальных телах, по-видимому, обладавших собственными магнитными полями от сотых долей до одного эрстеда.

Результаты исследования магнитных свойств метеоритов дают основания говорить и о том, что со времени своего образования и до падения на Землю метеориты не встречали в космическом пространстве магнитных полей, больших земного поля. Это подтверждается и данными ракет и спутников.

Лунные породы, доставленные на Землю лунными экспедициями «Аполлон» и автоматическими лунными станциями (АЛС) «Луна-16» и «Луна-20», представляют собой как первичные магматические породы, так и вторичные, образовавшиеся при различных воздействиях на поверхности Луны. При морфологическом исследовании лунного грунта (реголита), доставленного АЛС «Луна-16» и «Луна-20», были выделены частицы магматических пород типа мелко- и крупнозернистых базальтов, пород анортозитового типа и частицы брекчии, т. е. сцементированных пород, образовавшихся из мелкораздробленного материала в результате взрывных процессов [49]. В лунном грунте наблюдается значительное количество оплавленных и ошлакованных частиц.

Основными минералами в лунных породах являются плагиоклаз, ильменит, пироксен, оливин; в породах анортозитового типа постоянно встречаются включения металлического железа (менее 0,1 вес. %). Приблизительно 50% металлического железа в образцах, доставленных АЛС «Луна-20», находятся в мелкодиспергированном состоянии (размер зерна < 20 нм). В реголите встречаются и частицы метеоритного никелистого железа. Большее содержание ($0,5 \div 1,0$ вес. %) металлического железа, обнаруженное в образцах реголита и брекчии, по сравнению с магматическими породами, доставленными ПКС «Аполлон-11» и «Аполлон-12», связывается с привнесением метеоритного вещества при соударении метеоритов с поверхностью Луны [246].

Магнитные свойства изучались как для образцов реголита, так и для отдельных фрагментов базальтовых пород, брекчий и шлаков [208, 246]. На рис. 109 представлена зависимость нормальной остаточной намагниченности от намагничивающего поля для фрагментов различных пород и реголита, доставленного АЛС «Луна-16» и «Луна-20». Поле насыщения для магматической

породы может быть оценено в 1500 Э (1194·10² А/м), для брекчии — в 2000 Э (1592·10² А/м), для шлака — более 3000 Э (2388·10² А/м), для реголита — 2500 Э (1990·10² А/м).

Величины естественной остаточной намагниченности, магнитной восприимчивости и некоторые другие магнитные характеристики для лунных пород в сравнении с каменными метеоритами представлены в табл. 13. Там же приведены данные для магматических лунных пород, доставленных на Землю ПКК «Аполлон-11, 12, 14».

ТАБЛИЦА 13

Основные магнитные свойства лунных пород и каменных метеоритов

Породы	$J_n \times 10^3$, ед. СГС	$\chi \times 10^3$, ед. СГС	$J_{rs} \times 10^3$, ед. СГС	H_c , Э	θ° , С
Магматические	0,02÷1,2	0,4÷1,1	2,4÷3,7	—	—
	0,005÷0,18	0,7÷0,8	2,4÷120	76÷120	768
Брекчии	0,8÷15,3	2,1÷5,8	100÷500	—	—
Реголит	—	9,2÷10,3	270÷370	—	—
Каменные метеориты (гиперстеновые)	0,5÷15,0	5÷20	200÷250	7÷20	770

Примечание. Для естественной остаточной намагниченности приведены данные с АЛС «Луна-16, 20» (первый интервал значений) и с ПКК «Аполлон-11, 12, 14» (второй интервал значений).

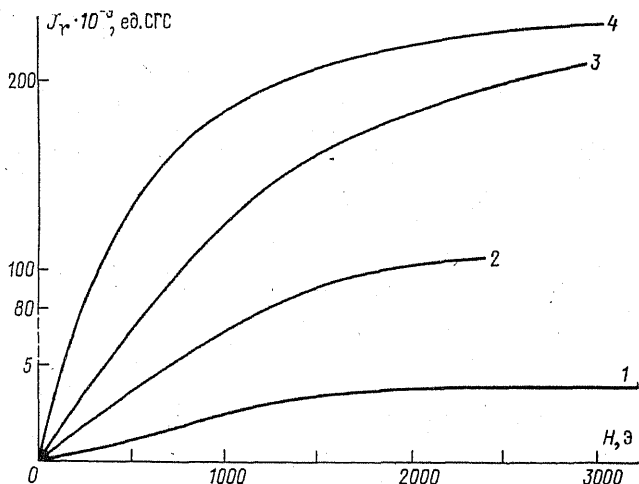


Рис. 109. Зависимость нормальной остаточной намагниченности от напряженности поля для образцов лунных пород различных типов.
1 — магматическая порода; 2 — брекчия; 3 — шлак; 4 — реголит.

Обнаружение естественной остаточной намагниченности у образцов лунных пород представляет особый интерес, так как свидетельствует о том, что в какой-то период своей истории лунные породы находились под действием магнитного поля Луны или внешнего магнитного поля неизвестной природы. Моделирование различных видов намагниченности на образцах лунных пород дает оценку этого возможного поля в $500 \div 3000 \gamma$. В настоящее время не наблюдается магнитного поля такой напряженности на поверхности Луны, прямые измерения с помощью магнитометра, как известно, дают очень локальные аномалии до 300γ , вызванные остаточной намагниченностью окружающих пород. В этом — одна из загадок лунного магнетизма.

§ 13. Причины обратной намагниченности горных пород

Под *обратной* намагниченностью горных пород понимается намагниченность, составляющая с направлением вектора намагничивающего поля угол, близкий к 180° . Намагниченность, направление которой совпадает с направлением вектора поля, будем называть *прямой* (или нормальной).

Наблюдения последних лет показывают, что обратная намагниченность горных пород встречается так же часто, как и прямая намагниченность. Причинами обратной намагниченности могут быть инверсия магнитного поля Земли, т. е. «быстрый» (в геологическом смысле) поворот магнитной оси Земли на 180° (см. гл. 8), и самопроизвольное намагничивание пород, противоположное по направлению вектору намагничивающего поля, т. е. самообращение намагниченности.

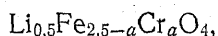
Самопроизвольное перемагничивание в обратном направлении может происходить мгновенно или в течение многих миллионов лет.

Возможные механизмы самообращения намагниченности были теоретически рассмотрены Л. Неелем [267]. Их можно подразделить на две группы: 1) механизмы, применимые к однофазным системам; 2) механизмы, характерные для двух- или многофазных систем.

1-я группа. Л. Неелем было предложено несколько вариантов возможного изменения спонтанной намагниченности ферритмагнетиков в зависимости от температуры — Q -, P -, L -, N -типы (рис. 110 а). Так как спонтанная намагниченность ферритов $J_s = J_{sA} - J_{sB}$, то при изменении температуры она может варьировать от положительных значений до отрицательных. В последнем случае возникает самообращение спонтанной намагниченности, связанное с разным температурным изменением спонтанных намагниченностей подрешеток. Поскольку намагниченности подрешеток A и B исчезают одновременно при одной и той же температуре Кюри, следовало бы предположить, что кривая $J_{sA}(T)$ имеет меньший градиент, чем кривая $J_{sB}(T)$, чтобы стало возможным

равенство нулю результирующей намагниченности ниже температуры Кюри, т. е. в точке компенсации, где $J_{SA} = J_{SB}$ (рис. 110 б) (*N*-тип кривой). Если же будет наблюдаться обратная картина, то результирующая намагниченность не будет равна нулю при изменении температуры, кроме точки Кюри, но зависимость $J_s(T)$ будет иметь аномальный характер (*P*-тип кривой) (рис. 110 а). Самообращение J_s при изменении температуры приведет к возникновению обратной намагниченности при термонамагничивании ферримagnetика, обладающего такой особенностью.

Впервые кривые *N*-типа наблюдали Е. Гортер и Дж. Шулькес на хромлитиевом феррите



где $1,00 < a < 1,70$ [209]. Позднее они были получены и на других ферритах:



Положение Л. Нееля об изменении направления намагниченностей подрешеток *A* и *B* феррита в результате различного температурного хода является самым общим. Одной из причин такого поведения может быть изменение катионного распределения в подрешетках при охлаждении от температур, превышающих точку Кюри, и после охлаждения. К этому приводит ионное упорядочивание при температурах ниже точки Кюри из неупорядоченного высокотемпературного состояния вследствие диффузии ионов между подрешетками. Именно такую возможность предусматривал Л. Неель [268] при интерпретации результатов по отжигу феррита NiFeAlO_4 после предварительного быстрого охлаждения образца, имевшего высокую температуру. Обращение спонтанной намаг-

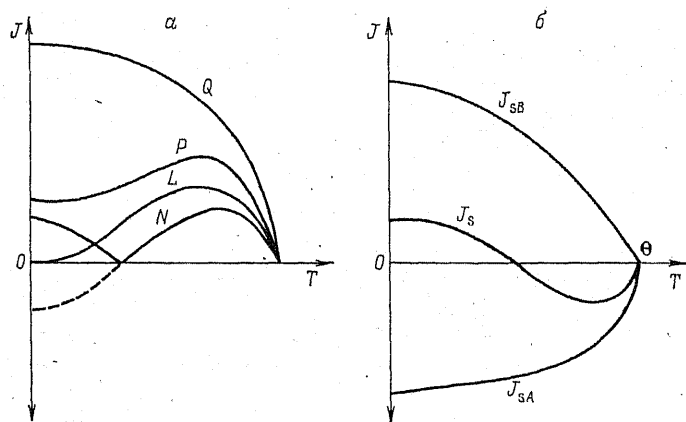


Рис. 110. Температурная зависимость спонтанной намагниченности ферритов (а), подрешеток и суммарная для феррита с точкой компенсации (б).

ниченности после отжига он объяснял диффузией ионов Al^{+3} из подрешетки A в подрешетку B . При этом происходит постепенный перевес магнитного момента подрешетки A над магнитным моментом подрешетки B .

Такой механизм самообращения в магнетизме горных пород впервые рассмотрел Дж. Верхуген [313] для случая самообращения термоостаточной намагниченности в замещенных магнетитах $\text{Fe}_a^{+2}\text{Fe}_b^{+3}\text{Mg}_c\text{O}_4$, где ионы Fe^{+2} и Fe^{+3} замещены ионами Mg^{+2} и Al^{+3} . Расчеты Дж. Верхугена показали, что в результате ионного упорядочивания вследствие диффузии можно ожидать обращения J_{rt} такого магнетита, если $c > 0,75$. Эффект самообращения при этом необратим. Существенна скорость охлаждения. Экспериментальным подтверждением механизма Дж. Верхугена для замещенных титаномagnetитов, по-видимому, можно считать эксперименты на магнезиальном титаномagnetите из Куды (Красноярский край) [66]. После термообработки при 800°C (1073 K) в нейтральной среде фиксировалась намагниченность, совпадающая по направлению с вектором поля, приложенного во время охлаждения. Самообращение J_{rt} наблюдалось через $10\div 40$ дней после термонамагничивания.

Теоретически была показана возможность самообращения намагниченности при однофазном окислении гомогенного титаномagnetита [315]. При таком окислении происходит перевес магнитного момента подрешетки A над магнитным моментом подрешетки B в результате окисления Fe^{+2} до Fe^{+3} в октаэдрической подрешетке B , появления в ней вакансий и увеличения их числа. В данном случае вакансии играют роль немагнитных ионов. Эксперименты на синтезированных титаномagnetитах с различным содержанием ульвошпинели в твердом растворе ($x=0,7; 0,9; 1,0$) показали обращение намагниченности насыщения во время превращения титаномagnetита в титаномagnetит, который является продуктом однофазного окисления [274]. Однако наблюдается количественное расхождение эксперимента с теорией. В базальтах с титаномagnetитовой магнитной фракцией были обнаружены все типы зависимости спонтанной намагниченности от температуры в интервале температур от -196°C (77 K) до точки Кюри [294]. В образцах, где фиксировалось самообращение J_{rt} , точка компенсации была ниже комнатной температуры. Предполагается, что причиной аномального поведения J_{rt} исследованных образцов является различная степень однофазного окисления. Расчеты согласуются с теорией Дж. Верхугена [315]. Теоретически также были получены все типы кривых Л. Нееля, причем с увеличением степени окисления титаномagnetита наблюдалась такая последовательность кривых $J_s(T)$: $Q \rightarrow P \rightarrow L \rightarrow N \rightarrow Q$.

2-я группа. Самообращение намагниченности в двух- или многофазных системах можно подразделить на два типа по характеру взаимодействия между фазами через их границу: самообращение J_{rt} при магнитостатическом взаимодействии и самообра-

щение J_{rt} при обменном взаимодействии. Тип взаимодействия определяется особенностями состава и структуры фаз и характером контакта между ними.

1. Магнитостатическое взаимодействие. Возможность самообращения намагниченности при магнитостатическом взаимодействии теоретически предсказал Л. Неель [268]. В этом случае фаза B при температуре Кюри намагничивается обратно внешнему полю в размагничивающем поле фазы A . Эффективное поле, в котором намагничивается фаза B ,

$$H_{эф} = H_e - N_A J_{\Theta_A^B}^{\Theta_B} (H_e),$$

где H_e — внешнее поле. Если размагничивающее поле фазы A

$$N_A J_{\Theta_A^B}^{\Theta_B} > H_e,$$

где N_A — размагничивающий фактор фазы A , то намагниченность фазы B будет противоположна H_e . Это условие выполняется, если имеется существенное различие между точками Кюри фаз, т. е. $\Theta_B < T_{bA}$, где T_{bA} — блокирующая температура фазы A , при которой происходит закрепление ее намагниченности. Поскольку суммарный магнитный момент системы фаз A и B при их взаимодействии равен: $M = V_B J_{\Theta_B H} - V_A J_{\Theta_A H}$, еще одним необходимым условием самообращения J_{rt} является соотношение

$$V_B J_{\Theta_B H} < V_A J_{\Theta_A H},$$

где V_A , V_B — объемные концентрации соответствующих фаз. Если удельные намагниченности фаз отличаются незначительно, то необходимо существенное различие в концентрациях фаз. Фазы могут представлять собой сферические и удлиненные частицы в матрице, а также чередование параллельных полос. Расчеты показывают, что в случае такого взаимодействия взаимопроникающие зерна разных фаз должны быть очень мелкими (порядка однодоменных) [10*].

Подтверждение возможности такого типа самообращения намагниченности было получено в опытах М. Грабовского и А. Пушкова, В. Металловой, С. Уеда [62, 104, 310]. А. Звегинцев с коллегами исследовал зависимость магнитостатического взаимодействия двухкомпонентной модели от типа контакта на границе фаз [79]. Было доказано, что при молекулярном контакте более вероятно параллельная ориентация вектора намагниченности компонент, а при разделении их немагнитной прослойкой — противоположная. Следовательно, фазы должны иметь четкую границу.

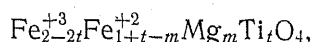
2. Обменное взаимодействие. Возможность обменного взаимодействия Вейсса — Гейзенберга на границе между фазами, которое может привести к обращению намагниченности, предсказал Л. Неель [268]. Необходимым условием такого взаимодействия

является кристаллографическая непрерывность фаз, наличие общих кислородных слоев. Обменное взаимодействие может проявляться в обращении термоостаточной намагниченности в двухфазной системе при условиях $J_{SB} > J_{SA}$ и $\Theta_A > \Theta_B$. Однако различие между точками Кюри фаз в этом случае может быть незначительным, и условие $\Theta_B < T_{dA}$, необходимое при магнитостатическом взаимодействии, может не выполняться. Фазы могут представлять сочетания: 1) ферро- и ферримагнетик, 2) ферри- и ферримагнетик, 3) антиферромагнетик с паразитическим ферромагнетизмом (фаза А) и ферримагнетик (фаза В). В последнем случае можно ожидать наибольшего эффекта самообращения J_{rt} , так как при этом $J_{SB} \gg J_{SA}$. Характерные признаки обменного взаимодействия в этих системах были рассмотрены У. Майклджем [251, 252]. Первый случай наблюдался на искусственных образцах тонкого порошка железа (ферромагнетик), поверхность которого была окислена до магнетита Fe_3O_4 (ферримагнетик) [251]. Примером последнего случая является гемоильменитовая фаза образцов из г. Гаруна (Япония), на которых впервые было обнаружено явление самообращения J_{rt} [264], гемоильменит с Камчатки [114], синтезированные гемоильмениты $xFeTiO_3 \cdot (1-x)Fe_2O_3$ ($x=0,5$) [35], а также синтезированные сульфиды железа $FeS-FeS_{1,1}$ [78]. По мнению Т. Нагата [10*], две титаносодержащие фазы, выпавшие из гомогенного твердого раствора титаномагнетита, могут иметь общие кислородные слои, и, следовательно, наблюдающиеся на них случаи самообращения [228] могут быть объяснены гипотезой обменного, а не магнитостатического взаимодействия. В естественных титаномагнетитах сибирских траппов были обнаружены признаки обменной анизотропии, явление частичного самообращения J_{rt} после высокотемпературного отжига ($800^\circ C$ ($1073 K$)) при давлении 10^{-2} мм рт. ст., что объясняется обменным взаимодействием на границе образующихся фаз [5].

Однако до сих пор тонкости механизма обращения намагниченности при обменном взаимодействии между фазами окончательно не выяснены, и имеется несколько рабочих гипотез. Остановимся подробнее на механизмах самообращения термоостаточной намагниченности при таком взаимодействии в гемоильменитовой и титаномагнетитовой сериях.

А. Серия $Fe_2O_3-(Fe, M)TiO_3$. В образцах г. Гаруна самообращение J_{rt} связано с фазой, которая относится к гематито-ильменитовой серии. По мнению Т. Нагата [10*], эта фаза, как и любой естественный или искусственный образец, микроскопически неоднородна. Неоднородность заключается в сосуществовании упорядоченного, неупорядоченного и переходного (метастабильного) состояний. Условно эти состояния вещества Т. Нагата называет фазами, имеющими почти одинаковые кристаллические решетки, в связи с чем на их границе возможно обменное взаимодействие, приводящее к самообращению намагниченности. Более подробно этот механизм исследован И. Ишикава и И. Сионо

[224]. Он известен в литературе под названием *механизм «порядок — беспорядок»*. Обратная термоостаточная намагниченность образуется в результате отрицательного сверхобменного взаимодействия между магнитными моментами упорядоченной фазы и богатой железом метастабильной фазы, которая создается вокруг упорядоченной в процессе достижения порядка в расположении ионов железа и титана. Подобный механизм привлекался для объяснения самообращения J_{rt} в синтезированных гемоильменитах состава $0,6 \text{ FeTiO}_3 \cdot 0,4 \text{ Fe}_2\text{O}_3$ и в гемоильменитах, полученных при высокотемпературном окислении синтезированных магнезиальных титаномagnetитов:



где $m \leq t$ [35].

Б. Серия $\text{Fe}_3\text{O}_4 - (\text{Mg}, \text{Fe})_2\text{TiO}_4$. В природных магнезиальных титаномagnetитах из Кугды (Красноярский край) было зафиксировано частичное самообращение J_{rt} после термообработки (600°C (873 K)) в течение 30 мин на воздухе) [75]. В естественном состоянии твердый раствор $0,61 \text{ Fe}_3\text{O}_4 \cdot 0,39 \text{ Mg}_2\text{TiO}_4$ находился в состоянии распада. Тельца распада имели размеры $0,01 \text{ мкм}$. При термообработке в результате встречной диффузии ионов железа из magnetита и ионов титана и магния из магнезиальной ульвошпинели образуется неравновесный твердый раствор с единым анионным каркасом и определенным градиентом состава. В таком растворе возникает самообращение J_{rt} . Механизм его сводится к обменному взаимодействию между составами, образующими градиент неравновесного твердого раствора со структурой шпинели. При наличии состава с $M_A = M_B$ в достаточной объемной концентрации в целом по образцу наблюдается самообращение J_{rt} [75]. Этот механизм применим для объяснения самообращения термоостаточной намагниченности магнезиальных титаномagnetитов из других районов [76], а также в изоморфном ряду magnetит Fe_3O_4 — шпинель MgAl_2O_4 и в других изоморфных рядах, где образуется неравновесный твердый раствор с градиентом состава, включающий состав с $M_A = M_B$.

3. Самообращение термоостаточной намагниченности в базальтах. Характерные черты самообращения намагниченности в базальтах зависят от структуры и состава титаномagnetита, которые определяются природными условиями или условиями лабораторной термообработки. При нагревании в воздухе гомогенного титаномagnetита происходит окисление, на начальной стадии которого шпинельная структура сохраняется, но становится дефектной. На высокотемпературной стадии окисления наблюдается распад первоначального твердого раствора. Этот процесс подробно исследован рядом авторов [273, 274].

Во время нагрева до $T < 300^\circ \text{C}$ (573 K) происходит однофазное окисление. В этом случае остается открытым вопрос, насколько однофазна система при таком окислении. Возможно, продуктов

высокотемпературного окисления еще не образуется, но неоднородность системы связана с разной степенью однофазного окисления, т. е. разным количеством вакансий в подрешетке B по объему зерна. Механизм обменного взаимодействия для магнетитовых титаномагнетитов может быть использован и для объяснения самообращения, которое наблюдается на этой стадии окисления базальтов. При высокотемпературном окислении (нагревании до $T=400\div 500^\circ\text{C}$ ($673\div 773\text{ K}$)) выделяется магнетит и богатый титаном ильменит, а также частично сохраняется нераспавшийся титаномагнетит. В результате окисления возникает система с фазами, существенно различающимися точками Кюри. В этой системе реализуются условия для магнитостатического взаимодействия. Действительно, при термообработке при 450°C (723 K) наблюдалось самообращение термоустойчивой намагниченности в базальтах Индии, которое характеризовалось слабым взаимодействием между фазами ($0,1\div 1,0\text{ Э}$ или $0,796\div 79,6\text{ А/м}$) [214]. Подобное взаимодействие отмечалось также в базальтах западной Германии [190].

§ 14. Зависимость намагниченности любого тела от его формы

Намагниченность любого тела, независимо от способа ее получения, будет определяться не только теми условиями, при которых производится намагничивание, но и в значительной степени формой самого тела. Зависимость намагниченности от формы тела может быть найдена из основных законов магнитостатики.

При вычислении потенциала намагниченного шара или эллипсоида ранее было показано, что тот и другой создают внутри себя магнитные поля, противоположные направлению их векторов намагниченности. Эти результаты, однако, являются общими для тел любой формы и любых размеров. Поэтому магнитный потенциал U в какой-либо точке P внутри тела будет являться суммой потенциала U_e внешнего намагничивающего поля и потенциала U_d , создаваемого самим телом. Следовательно, напряженность поля в точке P будет:

$$\mathbf{H} = \nabla (U_e + U_d) = \mathbf{H}_e + \mathbf{H}_d,$$

где \mathbf{H}_e — напряженность однородного намагничивающего поля; \mathbf{H}_d — напряженность внутреннего поля. Намагниченность же выразится уравнением:

$$\mathbf{J} = \chi \mathbf{H}_e + \chi \mathbf{H}_d. \quad (182)$$

Следовательно, намагниченность под действием однородного поля зависит не только от напряженности этого поля, но также и от поля, создаваемого самим намагниченным телом. Величина \mathbf{H}_d , как показывают теория и опыт, для однородного намагничивания всегда отрицательна, т. е. направление ее вектора противоположно

вектору внешнего поля, поэтому она получила название *напряженности внутреннего размагничивающего поля*.

Внутреннее размагничивающее поле есть не что иное, как поле, в котором находится магнит и которое создается им же. Действительно, если обратиться к рис. 111, то можно видеть, что около поверхности образца направление силовых линий обратно направлению их внутри магнита. Картина получается совершенно такой, как если бы поток силовых линий вне магнита представлял магнитное поле, вызванное внешними источниками, и магнит был бы помещен в это поле. Ясно, что такое поле будет действовать размагничивающим образом, т. е. уменьшать намагниченность образца.

В общем же случае напряженность внутреннего размагничивающего поля в разных точках внутри тела может иметь разные направления по отношению к вектору намагничивающего поля \mathbf{H}_e , вследствие чего вектор намагниченности также может иметь разные направления, т. е. в общем случае тело намагничивается неоднородно. Так как H_d является функцией намагниченности J , то для нахождения J необходимо в уравнении (182) H_d выразить через J и относительно него решить уравнение.

Положим, что тело намагничено однородно, тогда, на основании теоремы Пуассона, $\mathbf{J} = \kappa[\mathbf{H}_e + \nabla(J\nabla V)]$. Составляющие же вектора намагниченности \mathbf{J} определяются из уравнений

$$J_k = \kappa (H_{ek} + \sum_{i=1}^3 N_{ki} J_i),$$

где индексы k и i обозначают одну из координат x, y, z , а N_{ki} — частные производные второго порядка от V по соответствующим координатам. Так, например, $N_{xx} = d^2V/dx^2$, а $N_{xy} = d^2V/dxdy$. Следовательно, величины N_{ki} являются компонентами некоторого тензора N , который называется *тензором размагничивания*. Так как $N_{xy} = N_{yx}$; $N_{xz} = N_{zx}$ и $N_{yz} = N_{zy}$, то тензор N является симметричным. Для того, чтобы $J = \text{const}$, необходимо, чтобы компоненты тензора N были постоянными, не зависящими от положе-

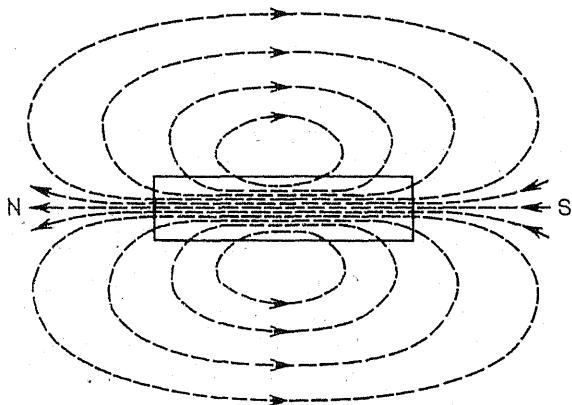


Рис. 111. Силовые линии вокруг магнита.

ния точки P . Уравнения показывают, что в общем случае при однородном намагничивании тел произвольной формы вектор намагниченности не совпадает с вектором намагничивающего поля H_e , а составляет с ним некоторый угол, который зависит от формы тела. Для шара, у которого $N = 4/3\pi$, намагниченность определяется согласно уравнению (182) из следующего соотношения: $J = \kappa H_e - 4\pi\kappa J/3$, которое дает

$$J = \kappa H_e / (1 + 4\pi\kappa/3), \quad (183)$$

т. е. у шара вектор намагниченности совпадает с направлением вектора намагничивающего поля. Из этого же уравнения следует, что шар в однородном поле намагничивается однородно. Поэтому предположение об однородности намагничивания шара, сделанное при выводе его потенциала, не противоречит уравнению (183), и $J = \text{const}$.

Свойством однородного намагничивания обладает и эллипсоид с любым соотношением осей, что легко доказать. Магнитный потенциал внутри эллипсоида в соответствии с выводами гл. I имеет вид:

$$U = J_x N_{xx} x + J_y N_{yy} y + J_z N_{zz} z.$$

Если обозначить через K постоянный вектор с составляющими $J_x N_{xx}$, $J_y N_{yy}$ и $J_z N_{zz}$, то намагниченность эллипсоида под действием однородного поля H_e выразится уравнением $J = \kappa H_e - \kappa \nabla(K, r)$, или, ввиду того, что $K = \text{const}$:

$$J = \kappa H_e - \kappa K.$$

Так как $H_e = \text{const}$ и $K = \text{const}$, то и $J = \text{const}$, т. е. эллипсоид под действием однородного поля намагничивается однородно. Однако вектор J не совпадает с вектором H_e . Составляющие его по осям координат будут

$$J_x = \frac{\kappa}{1 + \kappa N_{xx}} H_x; \quad J_y = \frac{\kappa}{1 + \kappa N_{yy}} H_y; \\ J_z = \frac{\kappa}{1 + \kappa N_{zz}} H_z.$$

Коэффициенты N_{xx} , N_{yy} и N_{zz} являются компонентами тензора размагничивания эллипсоида. Если две какие-либо оси эллипсоида одинаковы по величине, то коэффициенты размагничивания такого эллипсоида могут быть выражены в простейших функциях. Так, например, для удлинённого эллипсоида, у которого $a = b < c$;

$$N_{xx} = N_{yy} = 2\pi \left(\frac{1}{e^2} - \frac{1 - e^2}{2e^3} \ln \frac{1 + e}{1 - e} \right), \\ N_{zz} = 4\pi \left(\frac{1}{e^2} - 1 \right) \left(\frac{1}{2e} \ln \frac{1 + e}{1 - e} - 1 \right),$$

где e — эксцентриситет эллипсоида. Для сжатого эллипсоида, у которого $a=b>c$:

$$N_{xx} = N_{yy} = 2\pi \left(\frac{\sqrt{1-e^2}}{e^3} \arcsin e - \frac{1-e^2}{e^3} \right),$$

$$N_{zz} = 4\pi \left(\frac{1}{e^2} - \frac{\sqrt{1-e^2}}{e^3} \arcsin e \right).$$

Как пример того, что тела другой формы не могут быть намагничены однородно, рассмотрим круглый цилиндр, помещенный в однородное поле так, что его ось совпадает с направлением вектора поля. Положим, что цилиндр намагнитился однородно вдоль силовой линии, тогда на его торцевых поверхностях нормальная составляющая вектора намагнитченности должна быть постоянна и равна величине J . Поэтому для нахождения потенциала во внешней точке P удобнее воспользоваться уравнением

$$U = J \int dS/r_1 - J \int dS/r_2,$$

где r_1 и r_2 — расстояния от двух любых точек торцевых поверхностей до точки P , а интегрирование должно быть произведено по обеим торцевым поверхностям. Ограничимся рассмотрением потенциала для точек, находящихся на оси цилиндра. Пусть радиус цилиндра равен a , длина — l , расстояние от точки P до ближайшей поверхности S — R , расстояние элемента поверхности dS до центра O — ρ . Тогда потенциал от первой поверхности выразим так:

$$U_1 = J \int_{\rho=0}^a \int_0^{2\pi} \frac{\rho d\theta d\rho}{\sqrt{R^2 + \rho^2}} = 2\pi J (\sqrt{R^2 + a^2} - R),$$

так как $r_1^2 = R^2 + \rho^2$. Аналогичное выражение будет иметь потенциал от второй поверхности, только вместо R будет $l-R$. Тогда для намагнитченности получим, согласно уравнению (182), следующее выражение:

$$J = \chi H_e + 2\pi \chi \frac{d}{dR} (\sqrt{R^2 + a^2} - \sqrt{(l-R)^2 + a^2} - 2R).$$

После дифференцирования по R находим:

$$J = \chi H_e - 4\pi \chi J \left(1 - \frac{R}{2\sqrt{R^2 + a^2}} - \frac{l-R}{2\sqrt{(l-R)^2 + a^2}} \right).$$

Это уравнение показывает, что J не может быть постоянной величиной, так как правая часть зависит от R , т. е. от положения точки внутри цилиндра. Так, в центре цилиндра, где $R=l/2$:

$$J = \chi H_e - 4\pi \chi J \left(1 - \frac{l}{2\sqrt{(l^2/4) + a^2}} \right) = \chi H_e - 4\pi \chi J \left(1 - \frac{1}{\sqrt{1 + \beta^2}} \right),$$

а на одном из концов его, где $l=R$:

$$J = \kappa H_e - 4\pi\kappa J \left(1 - \frac{l}{2\sqrt{l^2 + a^2}}\right) = \kappa H_e - 4\pi\kappa J \left(1 - \frac{1}{1 + \beta^2}\right),$$

через β обозначено отношение диаметра цилиндра к его длине, т. е. $\beta = 2a/l$. Следовательно, в центральной части цилиндра вектор J достигает максимальной величины, а на концах его — минимальной. При увеличении диаметра цилиндра или уменьшении его длины разность между этими величинами становится меньше и при $\beta = \infty$ равна нулю, а величина намагниченности принимает значение $J = [\kappa/(1 + 4\pi\kappa)] H_e$. Поэтому цилиндр с большим отношением длины к диаметру намагничивается практически однородно. Так, например, при $\beta = 8$ намагниченность в центре и на концах цилиндра отличается всего лишь на 6%, а при $\beta = 10$ — на 1%.

Нетрудно видеть, что тонкая пластина, помещенная перпендикулярно полю, эквивалентна цилиндру с большим отношением диаметра к длине, вследствие чего ее можно также считать намагниченной однородно, с коэффициентом размагничивания, равным 4π . При неоднородном намагничивании составляющие также можно выражать при помощи уравнений (182), если только закон изменения внутри намагниченного тела будет один и тот же при разной напряженности намагничивающего поля. Опыт показывает, что такое утверждение справедливо для полей, в которых намагниченность в средней части тела не достигает половины насыщения. Однако в этом случае компоненты тензора размагничивания уже не будут постоянными, а будут меняться от точки к точке внутри тела. В случае, например, цилиндра или призмы для точек, расположенных по оси, направление вектора J совпадает с направлением оси, и поэтому

$$J = \kappa (H_e - NJ), \quad (184)$$

откуда $J = [\kappa/(1 + \kappa N)] H_e = \kappa' H_e$. Величина κ' носит название *кажущейся восприимчивости*, или *восприимчивости формы*, в отличие от κ , которая называется *истинной восприимчивостью*, или *восприимчивостью материала*. Как видно,

$$\kappa' = \kappa/(1 + \kappa N), \quad (185)$$

где N — скалярная величина, разная для различных точек. Наименьшим значение N будет в средней части цилиндра, где J имеет максимальную величину.

Уравнение (185) применимо не только к цилиндру, но и к телу любой формы, если рассматривать намагниченность в «нейтральной» ее части, где J имеет максимальное значение.

Уравнение (184) показывает, что намагниченность породы не может быть больше κH_e и приближается к этой величине лишь при малых значениях коэффициента N . Значения коэффициентов

размагничивания для тел любой формы, за исключением шара и эллипсоида, находятся экспериментальным путем, и в зависимости от способа определения они могут быть различными для тела одной и той же формы. В табл. 14 сравниваются коэффициенты размагничивания эллипсоидов и цилиндров.

ТАБЛИЦА 14

Коэффициенты размагничивания для цилиндров и эллипсоидов различных размеров

β	Цилиндр		Эллипсоид
	N_M	N_G	N
1/5	0,6800	—	0,7015
1/10	0,2550	0,20400	0,2549
1/15	0,1400	0,10600	0,1350
1/20	0,0898	0,06420	0,0648
1/25	0,0628	0,04670	0,0587
1/30	0,0460	0,03440	0,0432
1/40	0,0274	0,02110	0,0266
1/50	0,0183	0,01440	0,0180
1/60	0,0131	0,01040	0,0132
1/70	0,0099	0,00795	0,0101
1/80	0,0078	0,00625	0,0080
1/90	0,0063	0,00507	0,0065
1/100	0,0052	0,00430	0,0054
1/150	0,0025	0,00204	0,0026
1/200	0,0015	0,00120	0,0016
1/300	0,0008	0,00080	0,0008

Примечание. Для эллипсоида величины N получены теоретически, а для цилиндра — экспериментально, причем N_M — магнитометрическим методом, а N_G — баллистическим.

Из нее видно, что с увеличением длины магнита при постоянстве его диаметра коэффициент размагничивания для обоих тел уменьшается и у цилиндра делается равным коэффициенту размагничивания эллипсоида таких же размеров.

§ 15. Зависимость интенсивности аномалий от магнитных свойств горных пород

Все породы, входящие в состав земной коры, обладают в большей или меньшей степени магнитными свойствами. Однако магнитные аномалии, фиксируемые современными приборами, вызываются только теми породами, у которых магнитная восприимчивость или остаточная намагниченность имеют значения больше некоторых определенных величин. Эти значения легко установить,

пользуясь известным положением магнитостатики о том, что нормальная составляющая вектора магнитной индукции B_N на поверхности раздела двух сред не терпит разрыва, т. е. $B_{N1} = B_{N2}$, где индекс 1 относится к первой среде, а индекс 2 — ко второй.

Внутри намагниченного тела или породы индукция определяется уравнением $B_N = 4\pi J_N + H_N$. Для намагниченного тела H_N является размагничивающим полем, равным $-NJ_N$, где J_N — намагниченность тела, нормальная к его поверхности, N — коэффициент размагничивания данного тела. Поэтому напряженность поля H_a , создаваемая этим телом на ее поверхности, будет равна B_N , т. е. $H_a = (4\pi - N)J_N$. Эта величина максимальна для данного тела и будет наблюдаться у него в том случае, если оно выходит на поверхность Земли. Очевидно, что для залегающей породы различной формы этот максимум будет неодинаков, но не будет превышать $4\pi J_N$. Так, например, для породы, имеющей форму шара, максимальная напряженность поля H_a на ее поверхности будет:

$$H_a = (4\pi - 4\pi/3) J_N = 8\pi J_N/3.$$

так как коэффициент размагничивания шара $N = 4\pi/3$. Такую же величину мы получим, если воспользуемся соотношением $H_a = 2M/R^3$, заменив в нем магнитный момент шара M произведением объема на намагниченность:

$$H_a = 2(4/3)\pi R^3 J/R^3 = 8\pi J/3.$$

Для породы, выходящей в виде плоскости больших размеров, над центром ее напряженность поля выразится как $H_a = (4\pi - 2\pi)J_N = 2\pi J_N$, так как коэффициент размагничивания плоскости равен 2π . Величина $4\pi J_N$ является максимально возможной напряженностью аномального поля.

Так как существующая аппаратура позволяет измерять изменение вертикальной составляющей не менее нескольких гамм ($5 \div 10\gamma$), то минимальная величина намагниченности, которой должна обладать порода, способная вызвать аномальное поле, определится из условия $4\pi J_{\min} = 10 \cdot 10^{-5} \text{ Э}$, откуда $J_{\min} \approx 1 \times 10^{-5} \text{ ед. СГС}$. Так как напряженность земного поля не превосходит $0,5 \text{ Э}$, то минимальная магнитная восприимчивость $\chi_{\min} = J_{\min}/H$ должна быть не менее чем $2 \cdot 10^{-5} \text{ ед. СГС}$. Вот почему для интерпретации аномалий очень важно знание магнитных свойств горных пород.

Магнитная восприимчивость монокристаллов зависит от направления кристаллографических осей (см. гл. 6), а у поликристаллов (к которым относятся горные породы) эта зависимость исчезает, и поэтому горные породы в основном можно рассматривать как изотропные. Однако и в этом случае χ является функцией направления, так как намагниченность тел зависит от их формы, за исключением шара, который является симметричным относительно любой оси, проходящей через его центр. Магнитная

восприимчивость тел других форм будет различной по разным направлениям. Эта зависимость, как мы видели, определяется соотношением (184). Следовательно, вектор \mathbf{J} в горных породах в общем случае может не совпадать с направлением вектора \mathbf{H} и отличаться от него на некоторый угол в зависимости от формы залегающей породы. Для пород, у которых истинная магнитная восприимчивость невелика ($\sim 10^{-3}$ и меньше), произведение κN не превосходит 0,01, так как максимальное значение коэффициента размагничивания $N=4\pi$ (поэтому им и можно пренебречь). Следовательно, $\kappa=\kappa'$, т. е. кажущаяся восприимчивость равна истинной и не зависит от направления вектора намагничивания. Такие породы намагничиваются по направлению вектора магнитного поля, и величина $J=\kappa N$ в каждой точке имеет одно и то же значение, т. е. намагниченность пород является однородной. Породы же, у которых истинная магнитная восприимчивость $>10^{-2}$, намагничиваются неоднородно, так как коэффициент размагничивания N зависит не только от направления, но и от положения точки внутри тела. Наименьшее значение он имеет в центральных точках тела, наибольшее — вблизи поверхности. Однако при решении задачи о нахождении магнитного поля, создаваемого намагниченными породами, с достаточной для практики точностью можно считать, что все породы, как слабомагнитные, так и сильномагнитные, намагничиваются однородно.

ПАЛЕОМАГНЕТИЗМ

§ 1. Возникновение учения о палеомагнетизме и его основные принципы

В гл. 5 было показано, что вопрос о непостоянстве магнитного поля Земли был решен уже сотни лет тому назад, однако систематические наблюдения за его изменениями начались лишь в 30-х годах прошлого столетия. Этот период пока слишком мал, чтобы можно было установить какую-либо закономерность в этих изменениях, закономерность, которая позволила бы рассчитать, каково магнитное поле было миллионы лет назад и каким оно будет в будущем. Между тем эти вопросы имеют огромное значение для решения целого ряда проблем, относящихся к истории развития нашей планеты. Казалось, что положение еще долгие годы будет оставаться неопределенным из-за отсутствия длительных систематических наблюдений. Выход был найден при исследовании естественной остаточной намагниченности горных пород и остатков древних памятников материальной культуры исторического и доисторического периодов.

Как было показано в предыдущей главе, горная порода с ферромагнитными свойствами в момент своего образования намагничивается по направлению силовых линий поля, которое существовало в то время. Направление возникшей остаточной намагниченности может сохраняться миллионы лет независимо от того, как будет в дальнейшем меняться магнитное поле Земли. То же самое относится и к материалам тех сооружений (например, печей) и изделий, положение которых с момента последнего обжига сохранилось неизменным. Если от такой породы или сооружения отделить образец, указав на нем при помощи отметок его ориентацию в пространстве, и определить в нем направление естественной остаточной намагниченности, то тем самым можно определить и направление магнитного поля Земли в момент образования данной породы. Напряженность поля можно установить, моделируя в лаборатории процесс естественного намагничивания этой породы. В этом и заключается сущность метода определения земного магнитного поля в определенные эпохи — сущность архео- и палеомагнетизма.

Археомагнетизм — метод изучения магнитного поля, существовавшего в период, соотнесенный с исторической эпохой, начиная с того времени, когда впервые появились изделия человеческих рук из обожженной глины. *Палеомагнетизм* — метод изучения магнитного поля, существовавшего в прошедшие геологические эпохи [84]. Археомагнитные исследования основаны на измере-

нии естественной остаточной намагниченности образцов, взятых от древних памятников материальной культуры, а палеомагнитные — на измерении J_n образцов горных пород. Первыми, кто указал на возможность такого рода исследований, были М. Меллони [253] и Дж. Фольгхерайтер [202], изучавшие естественную остаточную намагниченность лав Этны и древнеримской керамики. Их идеи, подхваченные П. П. Лазаревым [95], И. Кенигсбергером [237], Э. Телье [303], П. Меркантоном [254] и другими исследователями, нашли применение главным образом лишь в последние 20 лет, когда были разработаны точные радиологические методы определения возраста изверженных горных пород и началось широкое исследование осадочных пород, возраст которых определяется достаточно надежно методами палеонтологии и стратиграфии. Появилась возможность точной временной привязки палеомагнитных данных, без чего невозможно было изучение истории магнитного поля Земли.

Палеомагнитные исследования, произведенные за два последних десятилетия в разных странах, привели к совершенно неожиданным выводам, открывающим новые горизонты в изучении явлений земного магнетизма в теоретическом и практическом аспектах: магнитная ось Земли многократно меняла свое направление и одновременно перемещалась относительно оси вращения Земли. Этот вывод по-новому позволяет оценить проблему строения Земли и ее развития и одновременно позволяет использовать палеомагнитные данные для установления возраста пород и корреляции осадочных и вулканогенных толщ. Поэтому палеомагнитные исследования, привлекая все большее внимание геофизиков и геологов, начинают занимать одно из основных мест в плане работ теоретической и практической геофизики.

Учение об архео- и палеомагнетизме первоначально основывалось на предположениях, что древнее магнитное поле всегда имело дипольный характер и что направления вектора наблюдаемой естественной остаточной намагниченности однородных и изотропных сред соответствуют направлению вектора магнитного поля Земли, существовавшего в момент образования породы. Первое предположение исходит из того, что современное поле имеет дипольный характер, второе же основано на законах намагничивания ферромагнитных тел и на некоторых наблюдениях остаточного намагничивания ферромагнитных тел, намагниченных сотни лет назад. Экстраполяция этих фактов на геомагнитные эпохи встретила много возражений.

Чтобы окончательно утвердить справедливость выводов, основанных на палеомагнитных исследованиях, необходимо было решить три проблемы: проблему дипольности магнитного поля Земли, проблему устойчивости естественной остаточной намагниченности горных пород и проблему природы обратной намагниченности. Первая проблема могла бы быть решена теоретически, путем построения теории происхождения земного магнитного поля. Однако эта теория в настоящее время не настолько разработана,

чтобы предсказать возможные пределы соотношения между дипольной и недипольной частями земного магнитного поля, и в своем развитии в значительной степени опирается на палеомагнитные данные (см. гл. 9). Анализ этих данных является пока единственным путем решения проблемы дипольности. (Результаты этого анализа будут рассмотрены в § 3 этой главы.)

Проблема устойчивости намагниченности горных пород является для палеомагнетизма одной из краеугольных, так как без уверенности, что порода за время, истекшее со дня ее образования, сохранила свою намагниченность, нет никакого смысла заниматься расчетами величины и направления земного магнитного поля в прошедшее время и делать из этого какие-либо выводы. Какие же причины могут вызвать изменения в остаточной намагниченности? К числу их могут быть отнесены изменения в химическом составе и структурном строении породы, тектонические нарушения, приводящие к изменению ориентации породы в пространстве, повторные нагревания породы, механические воздействия на нее (давление вновь образующихся слоев, сейсмические колебания и т. д.) и, наконец, явление магнитной вязкости. Все эти процессы происходят в земном магнитном поле, которое непрерывно изменяется по величине и направлению и в определенные моменты испытывает обращения, меняя направление на 180° . Поэтому с течением времени в горной породе не только уменьшается ее первоначальная намагниченность термоостаточного, химического или ориентационного происхождения, но и возникают новые, вторичные намагниченности, которые в свою очередь могут быть частично или полностью разрушены. Вид вторичной намагниченности определяется видом дополнительного воздействия на породу; эта намагниченность может быть химической, парциальной и полной термоостаточной или динамической. Кроме того, обязательной составляющей естественной намагниченности является вязкая намагниченность, следующая с некоторым отставанием (определяемым спектром времен магнитной релаксации зерен породы) за всеми изменениями земного магнитного поля.

Таким образом, в самом общем случае естественная остаточная намагниченность представляет собой весьма сложное образование. Она состоит из многих составляющих, имеющих разное происхождение, связанных подчас с разными минералами и в различной степени разрушенных к настоящему моменту. Эти составляющие, к тому же, возникли в разное время и имеют разные направления.

Проблема устойчивости намагниченности была разрешена двумя путями. Были разработаны критерии устойчивости, позволяющие с большой степенью достоверности утверждать, что данная порода действительно сохранила неизменным направление и большую часть остаточной намагниченности со дня своего образования. Таким образом, можно отобрать наиболее подходящие для изучения горные породы, в которых влияние вторичных

намагниченностей пренебрежимо мало, и получить достоверные палеомагнитные данные. Второй путь состоял в разработке способов выделения первичной намагниченности из сложной, многокомпонентной естественной остаточной намагниченности пород; в настоящее время они хорошо изучены. Эти способы позволили включить в круг исследований очень многие горные породы самого разного возраста и перейти к массовым палеомагнитным определениям, необходимым для анализа геомагнитного поля в разные геологические эпохи и построения теории его развития.

Состояние проблемы обратной намагниченности горных пород освещено в § 13 гл. 7.

Прежде чем излагать результаты палеомагнитных определений, остановимся на методах палеомагнитных исследований.

§ 2. Методы палеомагнитных исследований

Палеомагнитные исследования заключаются в сборе образцов горных пород известного возраста, измерении их естественной остаточной намагниченности, определении величины, направления и способа образования первичной намагниченности, расчете по этим данным элементов земного магнетизма и их изменений во времени в точках отбора образцов и нахождении координат геомагнитного полюса для той геологической эпохи, которой принадлежат испытуемые образцы. Из этого перечня следует, что перед тем, как приступить к отбору образцов, необходимо установить возраст каждой серии пластов горных пород с указанием геологического периода, эпохи и века с помощью радиологических (изотопных) методов. Такие определения должны производиться специалистами: стратиграфом, хорошо знающим данный район и последовательность отложения пород в нем, палеонтологом и геохронологом, определяющими возраст пород по найденным в них остаткам древних организмов и по соотношению радиоактивных изотопов и продуктов их распада.

Методы палеомагнитных исследований подробно описаны в специальных монографиях [16*, 17*, 144, 147]. Поэтому остановимся лишь на основных видах исследований.

Отбор образцов. Образцы горных пород для палеомагнитных исследований должны иметь маркировку, указывающую положение их в пространстве, которое они занимали в естественном залегании. Плоскостями маркировки служат те плоскости, которые были горизонтальными во время образования пород. Для осадочных пород это плоскости напластования, для изверженных, в большинстве случаев, — плоскость горизонта. Если плоскость напластования не горизонтальна, то на ней наносится маркировочная линия в направлении наибольшего угла наклона — *линия падения*, со стрелкой в сторону падения и определяется угол падения β , т. е. угол между горизонтальной плоскостью и линией маркировки. При помощи горного компаса определяется магнитный азимут плоскости (A_m), проходящей через линию маркиров-

ку (рис. 112 а). После того как нанесена линия маркировки и определены углы β и A_m , образец отделяется от породы и ему придается, вручную или на камнерезном станке, форма кубика с тем, чтобы исключить влияние анизотропии размагничивающего фактора на естественную остаточную намагниченность образца. Принятая ориентация осей кубика показана на рис. 112 а.

Ориентировка образца по горному компасу возможна лишь для пород, остаточная намагниченность которых не превышает 10^{-4} ед. СГС (0,1 А/м). Для пород, более магнитных, каковыми в большинстве случаев являются изверженные, ориентировка производится относительно географического меридиана при помощи астрономических наблюдений, т. е. определяется астрономический азимут A_a .

Определение направления вектора естественной остаточной намагниченности. Направление вектора J_n относительно граней кубика находится путем измерения трех составляющих J_n , параллельных осям куба. Положим, что одна из осей куба x направлена вдоль ребра (см. рис. 112 б), а вектор J_n занимает в пространстве некоторое положение. Тогда составляющие его по осям x , y и z будут:

$$J_{nx} = J_n \cos i \cos \alpha, \quad J_{ny} = J_n \cos i \sin \alpha,$$

$$J_{nz} = J_n \sin i,$$

где i — угол между проекцией вектора J_n на горизонтальную плоскость и самим вектором J_n ; α — угол между осью x и этой проекцией. Исключив из этих уравнений J_n , получим:

$$\alpha = \arctg (J_{ny}/J_{nx}), \quad i = \arctg (J_{nz}/\sqrt{J_{nx}^2 + J_{ny}^2}).$$

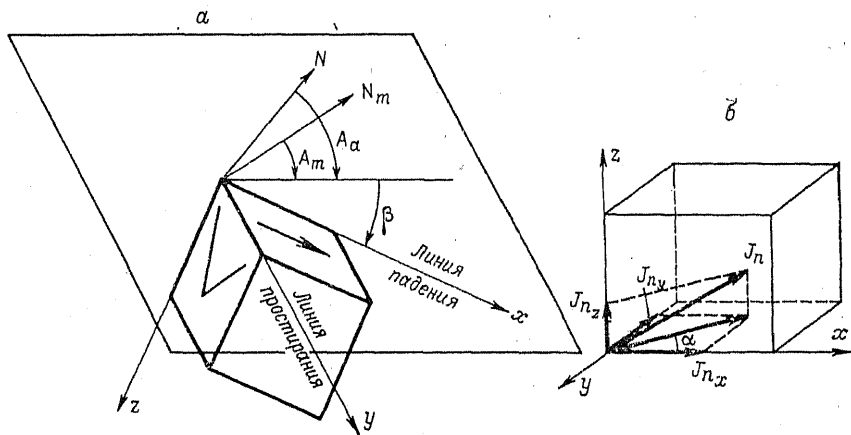


Рис. 112. Ориентировка образца для палеомагнитных исследований. A_m , A_a — магнитный и астрономический азимуты линии падения; значком ∇ отмечена задняя грань образца.

Введем новую ось x_0 , которая представляет собой линию истинного меридиана, закрепленную в пласте, когда он был еще горизонтальным. Обозначим через j угол, составляемый вектором J_n с первоначальной горизонтальной плоскостью, а через D — угол между осью x_0 и проекцией J_n на эту плоскость. Тогда, если отсчитывать j от плоскости вниз, а D — от оси x_0 по часовой стрелке, нетрудно видеть, что $D = \alpha + A_m + D_c$ (см. рис. 112); $j = i$, где D_c — магнитное склонение в точке отбора образца.

Углы j и D , определяющие направление вектора J_n при выбранной ориентировке осей x , y , z , представляют собой не что иное, как магнитное наклонение и магнитное склонение древнего магнитного поля Земли, существовавшего в момент образования породы. (Это верно только в том случае, если измерена первичная намагниченность горной породы.)

Определение первичной намагниченности. Опыт показывает, что намагниченности разного вида обладают неодинаковой устойчивостью к различным размагничивающим воздействиям (см. гл. 7, § 10). При этом намагниченности, возникшие при образовании пород, — термоостаточная, химическая и ориентационная, — как правило, более устойчивы, чем намагниченности вторичного происхождения. — вязкая, динамическая, нормальная (возникшая при ударах молний). Поэтому имеется возможность избавиться от вторичных компонентов естественной остаточной намагниченности путем частичного размагничивания одним из методов магнитной чистки (см. гл. 7). В зависимости от способа размагничивания различают *чистку переменным полем, температурную, временную и химическую*. Чтобы исключить возможность подмагничивания образца, все опыты по размагничиванию проводятся в магнитном экране или в кольцах Гельмгольца, компенсирующих земное магнитное поле.

Чистка переменным магнитным полем состоит в постепенном размагничивании образца (см. гл. 7, § 10). Образец помещают в поле с некоторой начальной амплитудой напряженности, которую плавно уменьшают до нуля, и затем измеряют углы j и D . Цикл повторяют неоднократно, увеличивая каждый раз начальную амплитуду до тех пор, пока углы j и D не перестанут изменяться. Постоянство углов j и D является критерием того, что все вторичные, нестабильные намагниченности, не совпадающие по направлению их векторов с вектором стабильной, исчезли, и образец как бы очистился от них.

Аналогично поступают при температурной и временной чистках, постепенно увеличивая соответственно температуру нагрева образца или время его выдержки в нулевом поле.

При химической чистке образец помещают в раствор соляной или щавелевой кислоты, где в первую очередь разрушаются гидроокислы железа, переходящие в парамагнитные растворимые соли. Вместе с ними исчезает и соответствующая компонента естественной остаточной намагниченности.

Магнитная чистка любого вида позволяет лишь выделить наиболее устойчивую к данному виду размагничивания компоненту остаточной намагниченности. Вопрос о первичности этой компоненты решается косвенно, на основе общих представлений о наибольшей стабильности первичных видов намагниченности. Пользуясь экспериментальными данными о стабильности намагниченностей разного вида, в ряде случаев можно определить способ образования выделенной при чистке компоненты и то, с каким именно минералом связана эта компонента (см. гл. 7). Более надежно эти вопросы решаются, если провести изучение параметров насыщения породы, ее коэрцитивного спектра и их температурной зависимости, а также привлечь данные петрографических, рентгеноструктурных анализов и результаты исследования мессбауэровских спектров.

Однако некоторые исследования приносят лишь сведения о том, как возникли компоненты естественной остаточной намагниченности и с какими минералами они связаны, но не дают ответа на вопрос, когда именно возникли эти компоненты. Поэтому результаты магнитной чистки проверяются и уточняются с помощью так называемых «полевых» или прямых методов. Идея такой проверки была предложена еще в 1906 г. Б. Брюнесом и П. Давидом [168, 191] и разработана Дж. Грехемом [210]. Она состоит в том, что если блоки горной породы изменили свою пространственную ориентацию, то можно узнать, когда возникла их намагниченность — до этого изменения или после него. В первом случае вектор остаточной намагниченности повернется на тот же угол, что и эти блоки, во втором — окажется параллельным.

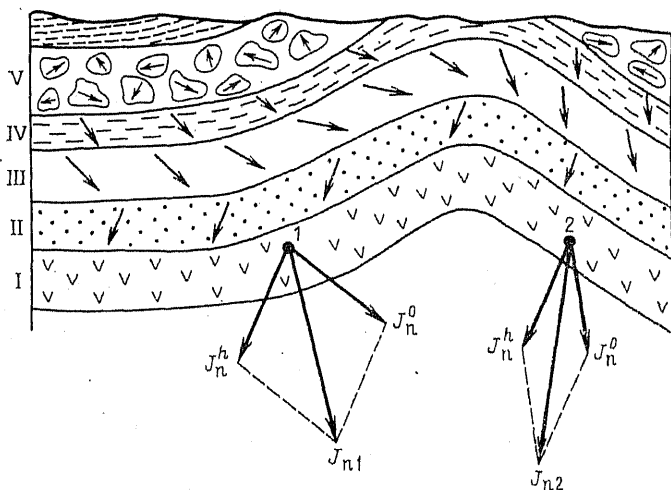


Рис. 113. Соотношение J_n для пород, изменивших свое первоначальное положение.

Объяснения см. в тексте.

Два наиболее частых случая — смятие пластов пород в складку и их переотложение в виде галечника — показаны на рис. 113. Очевидно, что слои *III* и *IV* намагнитились до образования складки, а слой *III*, кроме того, и до отложения слоя *II*, в то время как слой *II* получил намагниченность после всех этих событий. Это и есть тесты Грехема — тесты складок и галек. Применяя эти тесты к выделяемым магнитными чистками компонентам естественной остаточной намагниченности, можно определить пределы времени их образования.

Иногда ни одним из способов магнитной чистки не удастся разделить компоненты намагниченности, например в случае химической намагниченности первичных и вторичных зерен гематита в осадочной породе. Тогда соотношение направлений векторов естественной остаточной намагниченности будет промежуточным между таковыми для слоев *II* и *III* (см. рис. 113), т.е. такими, как в слое *I*. Для подобных случаев разработан ряд методов определения направления первичной намагниченности, основанных на геометрических построениях и статистическом анализе [17*]. Рассмотрим один из них — *метод плоскостей перемагничивания*, применяемый в том случае, когда направление вторичной намагниченности J_n^h известно. Пусть в точках *1* и *2* складки слоя *I* (см. рис. 113) известны направления естественной остаточной намагниченности J_{n1} и J_{n2} . Предположим, что вектор вторичной намагниченности направлен по направлению вектора современного земного поля H_T в точке наблюдения (самый распространенный в практике случай). Выпрямим мысленно складку. Тогда искомые первичные намагниченности J_{n1}^o и J_{n2}^o будут параллельны, а векторы H_T разойдутся на определенный угол; обозначим их новые направления H_1 и H_2 . Теперь пары векторов J_{n1}, H_1 и J_{n2}, H_2 зададут в пространстве две плоскости перемагничивания, линия пересечения которых будет искомым направлением J_n^o .

Гипотеза о том, что $J_n^h \parallel H_T$, проверяется определением J_{n3} и H_3 в третьей точке складки. Эта задача, как и многие другие задачи палеомагнетизма, решается с помощью проекций единичных векторов на плоскость.

Опишем вокруг общего начала векторов J_{n1} и J_{n2} сферу с единичным радиусом и спроектируем ее вместе с точками пересечения векторов на первичную горизонтальную плоскость (рис. 114). Тогда каждому вектору будет соответствовать точка на проекции, а углы D_i, j_i ($i=1, 2$) определятся, как показано на рис. 114. Плоскости перемагничивания спроектируются в линии, точка пересечения которых определит углы D и j вектора первичной (доскладчатой) намагниченности.

Определение направления магнитной оси земного шара. Одной из главных задач архео- и палеомагнитных исследований является определение элементов земного магнетизма во многих точках земной поверхности для различных исторических и геологических эпох и проведение сферического анализа поля для каждой эпохи.

Методы решения этой задачи недавно разработаны (см. гл. 3), однако ее решение в настоящее время возможно лишь для некоторых эпох ввиду недостаточного числа наблюдений и сравнительно малой их точности. Поэтому в большинстве случаев ограничиваются нахождением только первого члена разложения Гаусса, т. е. нахождением поля, соответствующего полю диполя, расположенного в центре Земли.

Поле диполя определяется величиной и направлением его магнитного момента, но величину магнитного момента из палеомагнитных измерений удается найти лишь в некоторых случаях путем постановки специальных экспериментов, и такие определения поля единичны (см. гл. 5, § 1). Поэтому и в первом члене разложения Гаусса приходится ограничиваться лишь нахождением направления магнитной оси, т. е. определением географических координат геомагнитных полюсов.

Предположим, что магнитное склонение (D) и магнитное наклонение (j) в точке наблюдения M (рис. 115) соответствуют направлению поля диполя. В таком случае по формуле для диполя

$$2 \operatorname{ctg} \theta = \operatorname{tg} j \quad (186)$$

определяется угол θ между магнитной осью диполя и направлением радиус-вектора, проведенного из центра Земли к точке M . Зная угол θ , из сферического треугольника $PM P_m$, в котором угол при вершине M равен D , а стороны $PM = 90^\circ - \varphi$, $PP_m = 90^\circ - \varphi_0$, $P_m M = \theta$ (φ — широта точки M и φ_0 — широта магнитного полюса P_m), по формулам сферической тригонометрии можно записать:

$$\sin \varphi_0 = \sin \varphi \cos \theta + \cos \varphi \sin \theta \cos D, \quad (187)$$

$$\sin (\lambda - \lambda_0) = \sin \theta (\sin D / \cos \varphi_0). \quad (188)$$

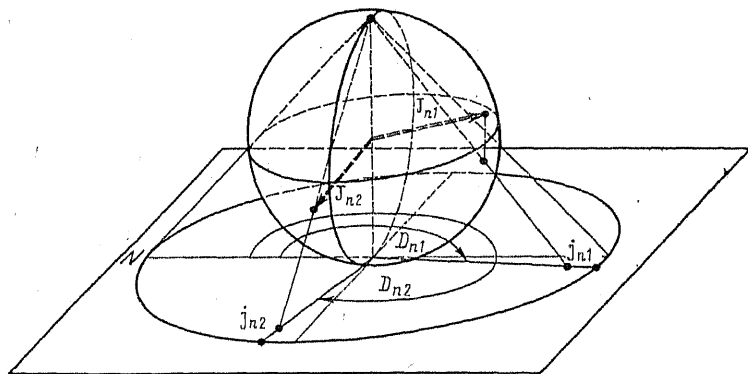


Рис. 114. Изображение направлений векторов естественной остаточной намагниченности на плоскости (проекция Вульфа).

Объяснения см. в тексте.

При этом угол $\lambda - \lambda_0$ представляет собой разность долгот λ и λ_0 точек M и P_m . Первая из этих формул определяет широту магнитного полюса φ_0 , а вторая — его долготу λ_0 , так как φ , λ и D нам известны.

Магнитные полюса, определяемые по формулам (187) и (188) из наблюдаемых значений D и j , получили название *виртуальных полюсов*.

Соотношение положений виртуальных полюсов и геомагнитного (отмечен крестом) можно увидеть на рис. 116, где эти положения, вычисленные по формулам (187) и (188), даны по данным ряда магнитных обсерваторий для эпохи 1955 г. Расхождения в местоположениях геомагнитного полюса и виртуальных полюсов достигают 20° , так как наблюдаемые значения D и j значительно отличаются от дипольных из-за влияния местных аномалий и недипольной части главного поля. Однако при рассмотрении рис. 116 бросается в глаза почти равномерный разброс виртуальных полюсов вокруг геомагнитного полюса, а среднее положение виртуальных полюсов, если его вычислить по правилам векторного сложения, очень мало отличалось бы от положения геомагнитного полюса. Это обстоятельство и дает возможность (несмотря на наличие аномалий в каждой точке земной поверхности) определять истинные положения геомагнитных полюсов в прошедшие эпохи. Для этого необходимо производить такие определения лишь по одновозрастным образцам, взятым в различных точках земной поверхности.

Оценка погрешности определения древнего магнитного поля. При любых измерениях и расчетах среднее значение измеряемой величины всегда получается с некоторой погрешностью, определяемой методами статистики. В данном случае обычные методы расчета, основанные на законе распределения Гаусса, не могут быть использованы, так как приходится иметь дело не со скалярными величинами, а с векторными, и определять погрешность в направлении вектора.

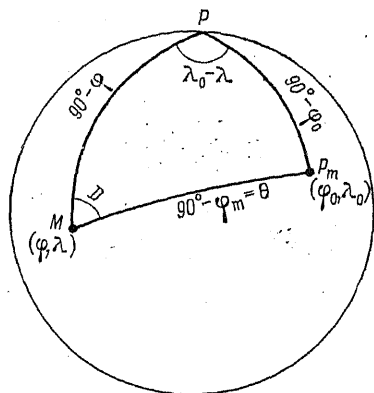


Рис. 115. Определение координат φ_0 , λ_0 виртуального геомагнитного полюса по значениям D и j_m в точке наблюдения с координатами φ , λ .

Статистический метод обработки данных измерений векторных величин был разработан Р. Фишером [200] и получил широкое применение в палеомагнитных исследованиях.

Векторы естественной остаточной намагниченности в образцах, взятых даже из одного слоя, т. е. строго одновозрастные, никогда точно не совпадают друг с другом и обладают более или менее широким рассеянием вокруг среднего направления. Главными причинами такого рассеяния являются тепловые флуктуации, гидродинамические возмущения и структурные неоднородности в образующейся горной породе, которые препятствуют ориентации первичной намагниченности точно по земному магнитному полю, а также наличие случайных погрешностей отбора образцов и измерения естественной остаточной намагниченности. Все эти факторы носят характер случайных возмущений. Поэтому можно сделать следующее заключение:

векторы совокупности распределяются с осевой симметрией по отношению к направлению древнего поля;

плотность векторов уменьшается с увеличением углового расстояния ψ от направления поля;

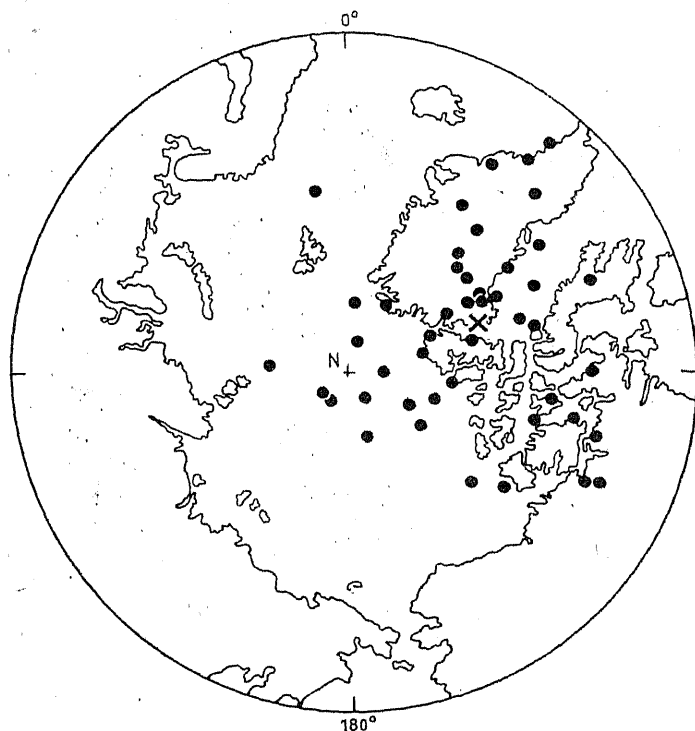


Рис. 116. Положение виртуальных геомагнитных полюсов (точки) эпохи 1955 г.
Крест — магнитный полюс.

закон этого уменьшения определяется моделью деталей, ориентирующихся в магнитном поле при наличии случайных возмущений, т. е. моделью ориентационного намагничивания (см. гл. 7).

Предположим, что имеются N ориентированных одновозрастных образцов, у которых определены углы D_i и j_i ($i=1, 2, 3, \dots$), задающие направления векторов \mathbf{j}_{ni} , и вычислены единичные векторы \mathbf{j}_{ni} , проекции которых на оси координат можно записать как

$$x_i = \cos j_i \cos D_i; \quad y_i = \cos j_i \sin D_i; \quad z = \sin j_i.$$

В соответствии с формулой (179), доля векторов \mathbf{j}_{ni} , углы отклонения которых от намагничивающего поля H заключены в пределах от ψ до $\psi+d\psi$, будет:

$$dN/N = (K/2 \operatorname{sh} K) \exp(K \cos \psi) \sin \psi d\psi, \quad (189)$$

где K — кучность векторов \mathbf{j}_{ni} . Проекция каждого из dN векторов \mathbf{j}_{ni} на направление \mathbf{H} равна $\cos \psi$, поэтому сумма этих проекций составит $dR_0 = dN \cos \psi$, или учитывая (189):

$$dR_0 = N (K/2 \operatorname{sh} K) \exp(K \cos \psi) \sin \psi \cos \psi d\psi.$$

Интегрируя по всем углам ψ от 0 до π , получим сумму R_0 проекций всех N векторов: $R_0 = N (\operatorname{cth} K - 1/K)$. Распределения с кучностями $K < 3$ в палеомagnetизме не считаются значимыми и не анализируются. При $K > 3$ можно считать $\operatorname{cth} K \approx 1$, тогда

$$R_0/N = (K - 1)/K. \quad (190)$$

По теореме о среднем это выражение представляет собой среднее интегральное значение $\cos \psi$:

$$\overline{\cos \psi} = (K - 1)/K. \quad (191)$$

Поскольку направление поля \mathbf{H} нам неизвестно, оно оценивается направлением геометрической суммы \mathbf{R} для N векторов \mathbf{j}_{ni} с составляющими по осям

$$X = \sum_{i=1}^N \cos j_i \cos D_i, \quad Y = \sum_{i=1}^N \cos j_i \sin D_i, \quad Z = \sum_{i=1}^N \sin j_i. \quad (192)$$

Направление вектора \mathbf{R} определяется углами

$$j_R = \arcsin(Z/R), \quad D_R = \arctg(Y/X), \quad (193)$$

где $R = (X^2 + Y^2 + Z^2)^{1/2}$ — модуль вектора \mathbf{R} .

В соответствии с правилами статистики, когда истинные значения величин заменяются их оценками, вместо равенства (190) следует написать:

$$(R - 1)/(N - 1) = (K - 1)/K,$$

откуда для кучности векторов \mathbf{j}_{ni} получаем оценку

$$K = (N - 1)/(N - R), \quad (194)$$

а для среднего значения $\cos \psi$, учитывая (191):

$$\overline{\cos \psi} = (R - 1)/(N - 1). \quad (195)$$

Величины K и $\Phi = \arccos \overline{\cos \psi}$ служат для оценок кучности векторов \mathbf{j}_{ni} и их разброса. Положим, что величина Φ является стандартным отклонением вектора \mathbf{j}_{ni} от направления \mathbf{R} и, следовательно, имеет смысл средней квадратичной погрешности. Число векторов, для которых угол отклонения ψ больше угла Φ , будет $N(\psi > \Phi) = \int_{\Phi}^{\pi} dN$. Величину $p(\psi > \Phi) = N(\psi > \Phi)/N$ можно рассматривать как вероятность того события, что угол между \mathbf{j}_n любого из N образцов и полем \mathbf{H} окажется больше Φ . Подставив dN из выражения (189), получим:

$$p(\psi > \Phi) = (K/2 \operatorname{sh} K) \int_{\Phi}^{\pi} \exp(K \cos \psi) \sin \psi d\psi,$$

или интегрируя:

$$d(\psi > \Phi) = [\exp(K \cos \Phi) - \exp(-K)] / [\exp K - \exp(-K)]. \quad (196)$$

Отсюда, пренебрегая $\exp(-K)$, так как мы рассматриваем случай $K > 3$, получаем $\cos \Phi = 1 - \ln(1/p)/K$. Очевидно, что $\cos \psi = \overline{\cos \psi}$, если, учитывая (191), положить $1/p = e$, откуда $p' = 1 - p = 0,63$. Эта вероятность и соответствует в статистике Фишера *стандартному отклонению*.

Найдем погрешность оценки направления древнего поля \mathbf{H} направлением вектора \mathbf{R} . Вероятность того события, что угол между \mathbf{H} и \mathbf{R} больше заданного угла α , можно рассматривать как вероятность сложного события, при котором каждый из векторов \mathbf{j}_{ni} отклоняется от \mathbf{H} на угол, больший α . По теореме умножения вероятностей эта вероятность равна произведению N вероятностей вида (196), т. е.

$$p(\psi > \alpha) = \left[\frac{\exp(K \cos \alpha) - \exp(-K)}{\exp K - \exp(-K)} \right]^N,$$

откуда, снова пренебрегая $\exp(-K)$, получаем:

$$\cos \alpha = 1 - \ln(1/p)/(NK). \quad (197)$$

Угол α называется *углом доверия* и представляет собой половину центрального угла кругового конуса, описанного вокруг вектора \mathbf{R} . Внутри этого контура лежит истинное направление древнего поля с вероятностью $p' = 1 - p$. На единичной сфере углу α соответствует круг радиусом α — *круг доверия*, описанный вокруг точки — проекции вектора \mathbf{R} на поверхность сферы.

При оценке погрешности направления \mathbf{R} обычно принимается $p' = 0,95$, т. е. $1/p = 20$. Подставляя это значение в (197), заменяя $1 - \cos \alpha = 2 \sin^2(\alpha/2)$ и учитывая, что при малых углах $\sin \alpha \approx \alpha$ (рад) $= 180\alpha^\circ/\pi$, получаем:

$$\alpha^0 = 140/\sqrt{NK}. \quad (198)$$

Как видно из формул (197) и (198), $\alpha \rightarrow 0$ при $N \rightarrow \infty$, т. е. направление \mathbf{R} — направление геометрической суммы единичных векторов \mathbf{j}_{ni} , определяемое формулами (192) и (193), есть наилучшая оценка направления древнего поля \mathbf{H} .

Оценка погрешности определения местоположения геомагнитных полюсов. Уравнения (186) — (188) устанавливают взаимно-однозначное соответствие между направлением вектора геомагнитного поля в точке наблюдения и соответствующим виртуальным геомагнитным полюсом. Круг доверия радиусом α° на единичной сфере, описанный вокруг проекции направления вектора поля \mathbf{H} , при этом преобразуется в овал вокруг виртуального геомагнитного полюса с полуосями θ_1 и θ_2 , расположенными перпендикулярно древнему магнитному меридиану места наблюдения и вдоль этого меридиана соответственно. Учитывая, что θ_1 определяется погрешностью в склонении $dD = \alpha/\cos j_R$ и $\theta_1 = \sin \theta dD$, получаем $\theta_1 = \alpha (\sin \theta / \cos j_R)$. Дифференцируя уравнение $2 \operatorname{ctg} \theta = \operatorname{tg} j_R$ и учитывая, что $df_R = \alpha$, а $d\theta = \theta_2$, находим

$$\theta_2 = (\alpha/2) (\sin \theta / \cos j_R)^2.$$

Величины θ_1 и θ_2 служат мерами точности определения положения виртуального геомагнитного полюса.

Другой способ оценки погрешности состоит в том, что для каждого из N единичных векторов \mathbf{j}_{ni} вычисляют свой виртуальный полюс по формулам (186) — (188). Затем находят его среднее положение и погрешность этого среднего, оперируя координатами полюсов как координатами радиус-векторов и пользуясь формулами (192) — (194) и (198) с заменой в них j_i на φ_{0i} и D_i на λ_{0i} . Этот способ — единственно возможный при вычислении положения среднего виртуального полюса по наблюдениям в разных точках земной поверхности.

Палеомагнитные полюсы. Приведенные выше статистические оценки могут служить мерой точности определения положения геомагнитных полюсов только в том случае, если измерения проведены на разновозрастных образцах. Однако длительность геологических эпох на много порядков выше, чем длительность эпох исторических, не говоря уже о тех «эпохах», к которым мы приводим данные геомагнитных наблюдений. В геологии под разновозрастными породами понимаются породы с отклонением в ту или другую сторону на десятки, а иногда и сотни тысяч лет. Но за десятки тысяч лет вековой ход может совершенно изменить направление вектора земного поля. Поэтому положения виртуальных

полюсов, построенные по D и j таких пород, будут отличаться от положений, представленных на рис. 116, и иметь иное распределение.

Чтобы определить влияние векового хода на вычисление положения среднего виртуального полюса, необходимо иметь данные о вековых вариациях D и j за длительный промежуток времени в разных точках земной поверхности. К сожалению, такие данные имеются за 400 лет только для трех точек — Лондона, Парижа и Рима и за 200 лет для обсерваторий Гонконга, Кейптауна и о-ва Вознесения. Отрезки кривых на рис. 117, построенные по точкам, представляют путь виртуальных полюсов, соответствующих изменениям D и j , зарегистрированных в этих обсерваториях. Кривые указывают на стремление виртуальных полюсов двигаться не вокруг магнитного, а вокруг географического полюса.

Все эти факты дают основание предположить, что *среднее положение геомагнитного полюса за промежуток времени, исчисляемый тысячами, должно соответствовать географическому полюсу* [186]. Это и есть первоначальная формулировка очень важной для геофизики *гипотезы центрального осевого диполя*.

При палеомагнитных исследованиях, как правило, в каждой точке наблюдения отбирается ряд образцов, возраст которых различен и приблизительно равномерно распределен по интервалу, измеряемому десятками тысяч, а иногда и несколькими миллионами лет. Средний виртуальный полюс, подсчитанный для такой коллекции, будет свободен от влияния вековых вариаций, периоды которых 10^4 лет и менее. Такой полюс называется *палеомагнитным полюсом*, а соответствующее ему среднее поле в точке наблюдения — *палеомагнитным полем*.

Палеомагнитные полюсы, вычисленные по данным определений на послеледниковых (верхнечетвертичных) изверженных и осадочных породах, явно концентрируются вокруг географического полюса (рис. 118). Координаты среднего палеомагнитного полюса этой эпохи составляют $\varphi_0=89^\circ$, $\lambda_0=203^\circ$ при радиусе круга доверия $\alpha=2^\circ$, $K=109$, $N=36$. Следовательно, отличие среднего палеомагнитного полюса от географического статистически незначимо.

Как будет показано ниже, это свойство палеомагнитных полюсов сохранялось и в более древние геологические эпохи, когда положение оси вращения Земли было иным по отношению к ее поверхности. Поэтому *геомагнитное поле любой эпохи может быть представлено суммой двух полей — поля вековых вариаций и палеомагнитного поля*. Первое быстро меняется во времени, и его интегральное значение за любой промежуток времени порядка 10^4 и 10^6 лет равно нулю. Второе, палеомагнитное поле, представляет собой поле диполя, помещенного в центр Земли и ориентированного по оси ее вращения (в любом из двух возможных направлений). Так сейчас формулируется гипотеза центрального осевого диполя.

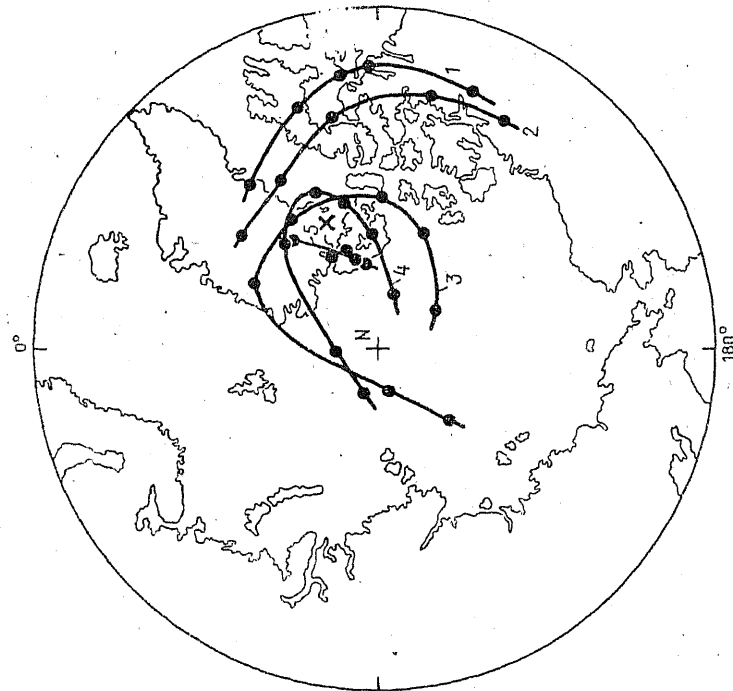


Рис. 117. Виртуальные геомагнитные полюсы, построенные по 50-летним средним значениям D и i в магнитных обсерваториях.

Косой крест — магнитный полюс.
1 — Кейптаун; 2 — Гонконг; 3 — Рим; 4 — Лондон; 5 — о-в Вознесения.

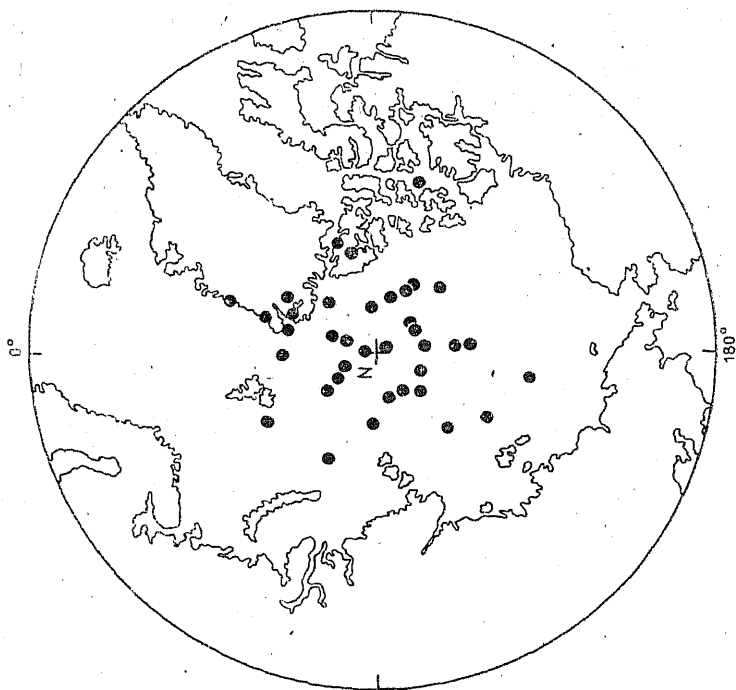


Рис. 118. Положение палеомагнитных полюсов последовательного периода.

Объяснение см. в тексте.

§ 3. Результаты палеомагнитных исследований

Многочисленные исследования последних двадцати лет еще в самом начале этого периода привели к обнаружению таких фактов и явлений, которые, как указывалось выше, не только изменили наши представления о природе земного магнетизма, но и очень сильно затронули воззрения в других областях геофизики. Наиболее существенны три факта.

1. Палеомагнитные полюсы в течение всей геологической истории непрерывно меняли свое положение относительно современного положения географических полюсов.

2. Для каждого континента может быть построена траектория перемещения палеомагнитных полюсов — кривая миграции полюсов. Эти кривые расходятся тем больше, чем древнее рассматриваемая геологическая эпоха (рис. 119).

3. Направление первичной остаточной намагниченности горных пород меняется скачкообразно на 180° в зависимости от их возраста (рис. 120). Поэтому на кривую миграции ложится то северный, то южный палеомагнитный полюс. Принято называть направление J_n^0 *прямым*, если оно соответствует современной полярности геомагнитного поля, и *обратным*, если эта полярность оказывается обратной современной. Установлено, что смена прямого направления на обратное происходит через разные промежутки времени.

Чтобы объяснить эти факты, рассмотрим подробнее результаты изучения основных явлений палеомагнетизма.

Геомагнитные инверсии. Перемена знака первичной остаточной намагниченности горных пород сама по себе наводит на мысль,

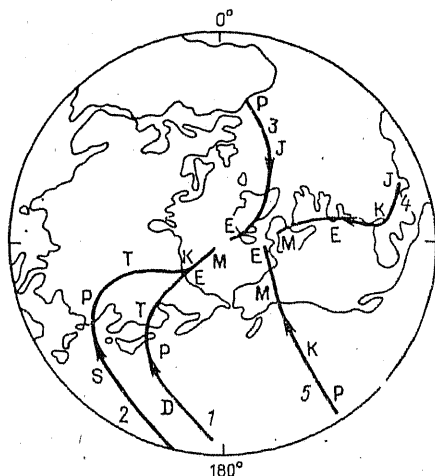


Рис. 119. Траектории северного палеомагнитного полюса по данным, относящимся к разным материкам и их частям.

1 — к Европе; 2 — к Северной Америке; 3 — к Австралии; 4 — к Индии; 5 — к Африке; D — девон; P — пермь; T — триас; S — силур; J — юра; K — мел; E — эоцен; M — миоцен.

что магнитное поле Земли многократно меняло свое направление на обратное — происходила геомагнитная инверсия, что и вызывало намагничивание пород по мере их образования то в одном направлении, то в другом. Однако эта мысль встретила серьезные возражения ввиду возможности самопроизвольного намагничивания пород против направления вектора магнитного поля — возражения, которые подтверждаются экспериментально (см. гл. 7). Более того, имеется ряд случаев, когда обратная естественная остаточная намагниченность может быть объяснена лишь самопроизвольным обращением, например у магнетитов Ангаро-Илимской отрицательной аномалии, подробно исследованных В. Металловой

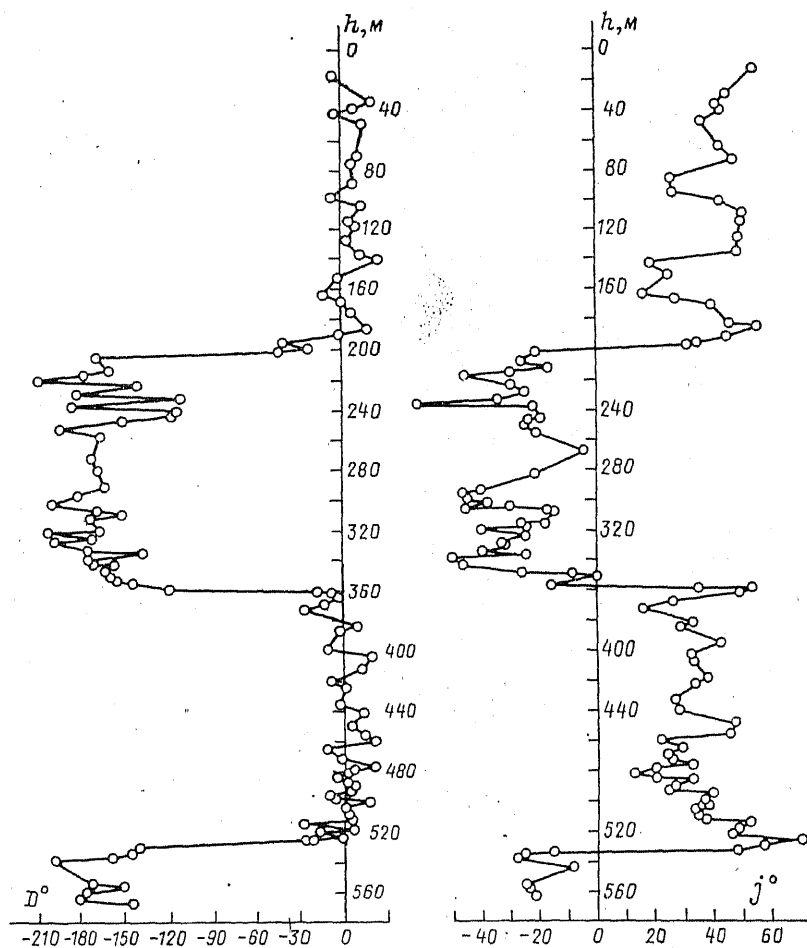


Рис. 120. Изменения направления вектора естественной остаточной намагниченности по разрезу верхнего отдела красноцветной свиты Западной Туркмении.

и А. Смеловым [104, 133]. Несмотря на все это, большинство наблюдаемых перемен знака первичной остаточной намагниченности в горных породах не находит объяснения в явлениях самообращения. Так, чрезвычайно трудно было бы объяснить этими явлениями одинаковое чередование знака намагниченности у разновозрастных пород, залегающих в разных районах земного шара и удаленных друг от друга на сотни и тысячи километров. Примером может служить чередование прямо и обратно намагниченных слоев, наблюдавшееся А. Храмовым [16*] в разрезах плиоценовых отложений Западной Туркмении (см. рис. 120) и Т. Линьковой в разрезах девонских отложений Средне-Русской возвышенности [97]. Еще более убедительным примером является совпадение результатов А. Храмова с результатами И. Хосперса, наблюдавшего чередование прямо и обратно намагниченных базальтовых лав в 20-километровой вулканической толще Исландии, разновозрастных с породами Западной Туркмении [219]. В этом случае расстояние между районами наблюдений составляет ~5600 км, а чередование направлений вектора первичной остаточной намагниченности происходит в одном случае в осадочных породах, в другом — в кристаллических. Поэтому говорить здесь о случайном совпадении явлений самообращения очень трудно.

В последние годы проведен ряд работ, в которых сравнивались последовательности зон прямой и обратной намагниченности в разных точках земной поверхности. Эти исследования были выполнены как на осадках дна Мирового океана, так и на разрезах осадочных и вулканогенных пород на суше. Результат был всегда одинаков: слои, образовавшиеся в один и тот же интервал времени, независимо от состава пород и географического положения несут первичную намагниченность одной и той же полярности.

Таким образом, мысль об инверсиях магнитного поля Земли осталась не опровергнутой, и инверсии стали научным фактом, который находит свое объяснение в современной теории главного магнитного поля Земли. (см. гл. 9).

Изменения полярности магнитного поля Земли (палеомагнитная шкала) за последние 5 млн лет приведены на рис. 121 а; датировка инверсий осуществлена калий-аргоновым методом. Видно, что геомагнитные инверсии происходят через разные промежутки времени: выделяются геомагнитные эпохи преимущественной полярности — прямой или обратной, в течение которых осуществлялись кратковременные обращения полярности — *геомагнитные эпизоды (ивенты)*.

Распределение инверсий во времени как с формально-математической, так и, вероятно, с физической точки зрения является результатом сложения ряда случайных, периодических и аперiodических процессов. Спектр времени существования поля одной полярности соответствует случайному распределению инверсий во времени для последних 10—15 млн лет (рис. 121 б). Однако в больших масштабах времени наблюдается закономерное чере-

дование двух режимов геомагнитного поля — режима частых инверсий, когда, как и для последних 10 млн лет, обе полярности поля равноправны, и режима устойчивого поля одной полярности с редкими и непродолжительными всплесками поля противоположной полярности (рис. 122). Время существования каждого режима — $20 \div 50$ млн лет, а вся картина инверсий имеет тенденцию повторяться через $200 \div 300$ млн лет, причем эпохи частых инверсий приурочены к концам геотектонических циклов [105, 144, 250]. Намечается также увеличение средней частоты инверсий в геологическом масштабе времени; это увеличение некоторые исследователи связывают с ростом земного ядра [86, 223, 285]. Но, возможно, что это явление кажущееся и связано с плохой изученностью древних этапов геомагнитной истории.

Напряженность древнего геомагнитного поля. Вопрос о напряженности древнего поля в первом приближении был решен просто. Наблюдавшееся за последние 100 лет монотонное уменьшение величины магнитного момента Земли есть не что иное, как вековая вариация; археомагнитные исследования показали, что

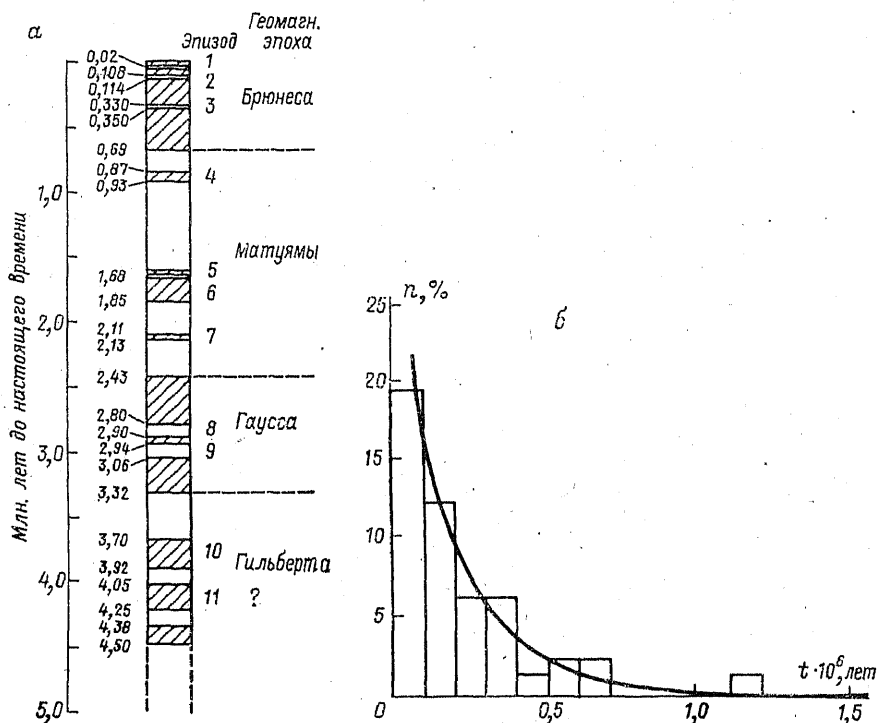


Рис. 121. Изменения полярности магнитного поля Земли.

а — палеомагнитная шкала за последние 5 млн лет; заштрихованные области — нормальная полярность поля, светлые области — обратная полярность; **б** — спектр времени существования поля одной полярности;
1 — Лашамп; 2 — Влейк; 3 — V-зона; 4 — Харамильо; 5 — Гильзе; 6 — Олдуван; 7 — Реюньон; 8 — Каена; 9 — Маммот; 10 — Кохитос; 11 — Нунивак.

уменьшение магнитного момента происходило в последние 2000 лет, а до этого магнитный момент возрастал. С другой стороны, тот факт, что у более древних горных пород естественная остаточная намагниченность статистически оказывается меньше, чем у более молодых, объясняется релаксационным уменьшением намагниченности во времени. Таким образом, ни одно явление не указывает на то, что магнитный момент Земли в прошлом существенно отличался от современного. Однако такая качественная оценка неизменности величины магнитного момента не может удовлетворить современную науку о геомагнетизме, и за последние годы резко возросло количество исследований по определению напряженности геомагнитного поля в ту или иную эпоху.

Методы определения напряженности геомагнитного поля H_T в эпоху образования горной породы основаны на том, что остаточная намагниченность любого вида, возникшая в слабом магнитном поле (порядка земного), пропорциональна этому полю. В лаборатории воспроизводится процесс образования первичной намагниченности — термоостаточной, ориентационной, и полученная намагниченность (J_{rx}) сравнивается с первичной остаточной намагниченностью. Пользуясь законом пропорциональности, можно написать:

$$H_T = H (J_n^0 / J_{rx}).$$

Лучше всего разработана методика определения H_T по термонамагниченности изверженных пород и обожженных ими подстилающих пород — *контактов*. Обычно пользуются способом двой-

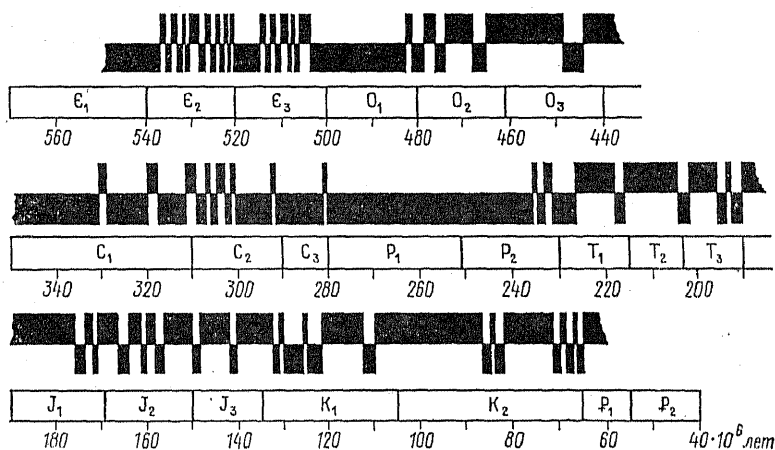


Рис. 122. Изменения полярности геомагнитного поля в прошлом.

Є_{1,2,3} — кембрий; О_{1,2,3} — ордовик; С_{1,2,3} — карбон; Р_{1,2} — пермь; Т_{1,2,3} — триас;
Ј_{1,2,3} — юра; К_{1,2} — мел; Р_{1,2} — палеоген.

ных нагревов Э. Телье, усовершенствованным японскими геофизиками (см. гл. 7, § 3). Полученные значения H_T соотносят с древним экватором или вычисляют отношение древнего магнитного момента Земли к современному, считая радиус Земли постоянным, а поле — дипольным, что позволяет воспользоваться формулами (51) и (68).

Большинство определений напряженности геомагнитного поля относится к последним 7000 лет. Для более древних эпох имеется лишь несколько десятков оценок. Они свидетельствуют о большом разбросе средних значений $M_{др}/M$ для каждой эпохи: от 0,2 до 1,6. Ко всем этим оценкам следует относиться с осторожностью, особенно к нижним пределам разброса. Занижение значений H_T и $M_{др}$ весьма вероятно из-за частичного разрушения первичной намагниченности, связанного со структурным и магнитным старением горных пород.

Наиболее подходящими объектами для определения величины напряженности древнего поля являются обожженные контакты. Одна из лучших серий определений по контактам принадлежит А. Большакову и Г. Солодовникову [26]. Близкие к их результатам оценки $M_{др}/M$ были получены также А. Храмовым и И. Слауцитайс по осадочным породам [131, 144]. Некоторые данные этих исследований приведены в табл. 15. Из нее видно, что за последние 360 млн лет значения $M_{др}/M$ не выходят за пределы вековых вариаций магнитного момента, установленных археомагнитными наблюдениями (см. гл. 5). Период этих вариаций — 7000 лет, что значительно меньше возрастного интервала между точками определений в табл. 15, однако больше времени образования слоя осадочной породы или обожженного контакта. Следовательно, ряды

ТАБЛИЦА 15

Магнитный момент Земли в разные геологические эпохи

Возраст × 10 ⁶ лет	Полярность поля	$M_{др}/M$	Возраст × 10 ⁶ лет	Полярность поля	$M_{др}/M$
Обожженные породы			Осадочные породы		
0,01	N	0,78±0,02	190	N	0,90±0,08
0,02	N	0,99±0,03	215	N	1,18±0,02
0,1	N	1,05±0,02	225	R	0,58±0,03
0,3	N	0,96±0,04	230	R	0,90±0,19
0,7	R	0,89±0,08	235	N	1,4 ±0,1
1	R	0,74±0,01	295	R	1,5 ±0,2
2	R	0,69±0,01	315	R	1,4 ±0,1
210	N	1,07±0,08	360	R	0,71±0,07

Примечание. Символами N, R обозначены соответственно нормальная и обратная полярности геомагнитного поля.

наблюдений, подобные приведенным в табл. 15, явно недостаточны для того, чтобы установить, изменялась ли средняя величина напряженности геомагнитного поля от одной геологической эпохи к другой. Решение этого вопроса необходимо для изучения эволюции земного ядра (см. Заключение). Поэтому одной из главных задач в области палеомагнетизма является переход к массовым определениям величины напряженности земного магнитного поля по всей шкале геологического времени и разработка методики таких определений.

Древние вековые вариации и инверсии геомагнитного поля. С позиций современной теории земного магнетизма явления вековых вариаций и инверсий тесно связаны между собой и обусловлены самим механизмом регенерации геомагнитного поля (см. гл. 9). Поэтому необходимо исследование этих явлений в историческом плане. Однако исследователи в этом случае встречаются с большими трудностями.

Непосредственное изучение вековых вариаций направления вектора земного магнитного поля и процессов его обращения в геологическом прошлом возможно только при исследовании некоторых серий лавовых потоков и равномерно накапливающихся осадочных толщ. Особенно ценно изучение ленточных глин, которые отлагались непрерывно и имеют ясно выраженные годовые слои. Один из первых результатов был получен на ленточных глинах Новой Англии, отлагавшихся в течение 7000 лет, начиная с 15000-го года до нашей эры (рис. 123). Более древние горные породы очень редко обладают такими четкими шкалами времени, поэтому вековые геомагнитные вариации геологического прошлого исследуются статистическими методами.

Амплитуды древних вековых вариаций оцениваются величинами кучности (K) и среднего углового отклонения (Φ) векторов первичной остаточной намагниченности образцов горных пород, взятых из разных пластов в одной и той же географической точке. Для исключения разброса, связанного с экспериментальными по-

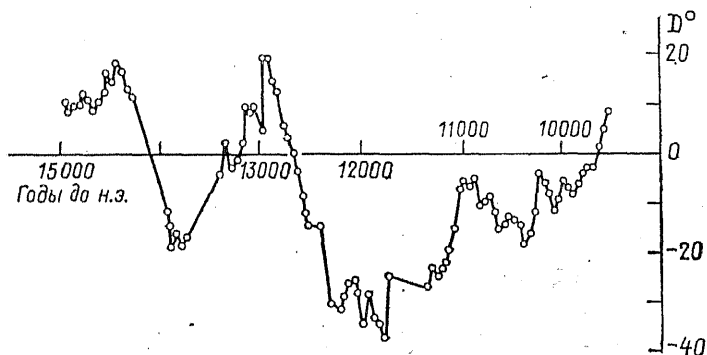


Рис. 123. Вековые вариации склонения по данным изучения ленточных глин Новой Англии.

грешностями, направления \mathbf{J}_n^0 для каждого пласта находятся как средние по данным измерений 10—15 образцов, взятых из этого пласта; при малом числе образцов используются специальные приемы [222, 322]. Величины K и Φ определяются по формулам (194) и (195). Предполагается, что вековые вариации направления вектора геомагнитного поля имели циклический характер, подобный таковому для Лондона (см. рис. 43). В этом случае амплитуда вариаций — угловой размах колебаний вектора \mathbf{H}_T — составит 3Φ . Как показывает зависимость амплитуды древних вековых вариаций от палеомагнитной широты, эти вариации могут быть представлены как результат вращения экваториального диполя, величина которого составляет от $1/6$ до $1/4$ осевого диполя (рис. 124). Это соответствует наклону геомагнитной оси, приблизительно равному современному [144, 187].

Законы изменения амплитуды вековых вариаций в геологическом прошлом еще не исследованы. Амплитуда вековых вариаций направления вектора земного магнитного поля резко увеличивается в эпохи, близкие к инверсиям, но и в эпохи устойчивой полярности она также не оставалась постоянной. Так, в Донбассе 300 млн лет назад, в эпоху обратной полярности, значения Φ увеличились с 7 до 18° за 10 млн лет [118].

Детали протекания геомагнитных инверсий изучены еще недостаточно по той же причине, что и древние вековые вариации, — из-за трудности получения серий наблюдений, имеющих надежный временной интервал $10^2 \div 10^5$ лет. По этой причине достаточно подробно исследованы лишь 14 геомагнитных инверсий. Они имеют ряд общих черт [115]. Перед инверсией напряженность поля уменьшается в $3 \div 10$ раз; это сопровождается увеличением амплитуды его вековых вариаций, причем возмущенность поля иногда достигает такого уровня, что происходят кратковременные изменения его полярности. Затем следует сама инверсия — поворот вектора \mathbf{H}_T (этот поворот часто носит петлеобразный характер), и, наконец, постепенное увеличение напряженности поля. Весь процесс занимает около 10^5 лет, из которых на инверсию поля приходится 10^4 лет, т. е. время, сравнимое с периодом вековых вариаций напряженности поля [64, 65, 123, 189]. На рис. 125 показано изменение магнитного склонения во время одной из инверсий, происшедшей 500 млн лет назад.

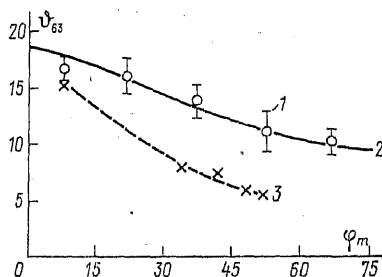


Рис. 124. Стандартные отклонения Φ_{63} направления вектора земного магнитного поля от среднего в зависимости от широты.

1 — по палеомагнитным данным для карбона и перми (точки с указанием погрешности средних значений); 2 — по гипотезе вращения диполя, наклоненного на $11,5^\circ$; 3 — по наблюдениям вековых вариаций в Лондоне, Париже, Риме, Кейптауне и на о-ве Вознесения.

Помимо общих черт геомагнитные инверсии, даже следующие друг за другом, имеют свои особенности. Однако вопрос о том, как эти особенности выражаются в разных точках земной поверхности и как они изменяются от одной геологической эпохи к другой, все еще остается открытым. При сравнении данных, полученных в разных точках, результаты выражаются в виде траекторий перемещения виртуального геомагнитного полюса в процессе инверсии (рис. 126). Сходство траекторий указывает на то, что и во время инверсии земное магнитное поле сохраняло дипольный характер, но и этот вопрос нельзя считать решенным, так как такие сравнения проведены лишь для нескольких инверсий.

Миграция полюсов и дрейф континентов. Смещение палеомагнитных полюсов в течение геологического времени приводит к заключению, что ось вращения Земли также меняла свое направление относительно современного ее положения, сохраняя в то же время неизменной свою ориентацию в пространстве, так как общий момент количества движения Земли без воздействия внешних причин не мог меняться ни по величине, ни по направлению. Такое заключение вытекает из соображений, что магнитная ось Земли должна совпадать с ее осью вращения, если рассматривать геомагнитное поле, из которого вычтено поле вековых вариаций. Эти соображения основываются на физике электромагнитных явлений и будут рассмотрены в следующей главе. С этой точки зрения факт перемещения палеомагнитных полюсов не ставит

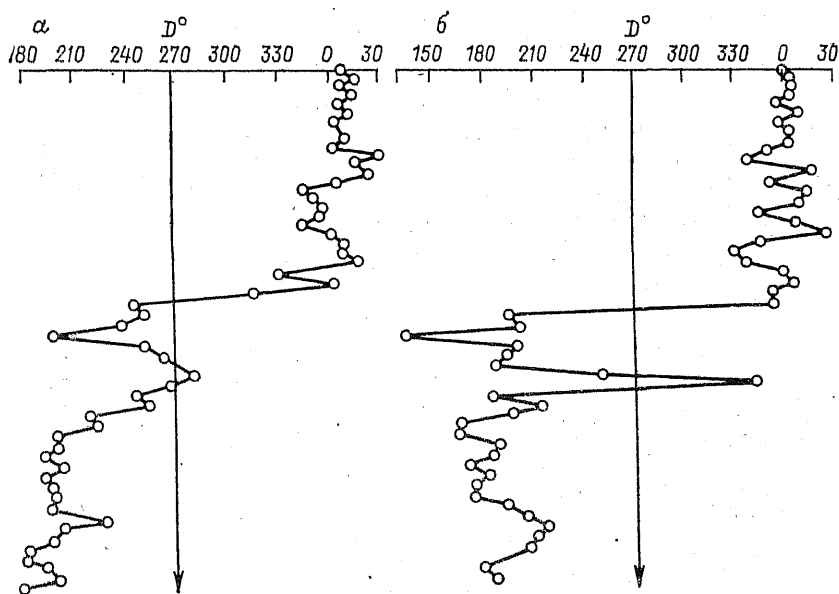


Рис. 125. Ход геомагнитного склонения на юге Сибири во время инверсии 500 млн лет назад.

а, б — данные по двум параллельным разрезам.

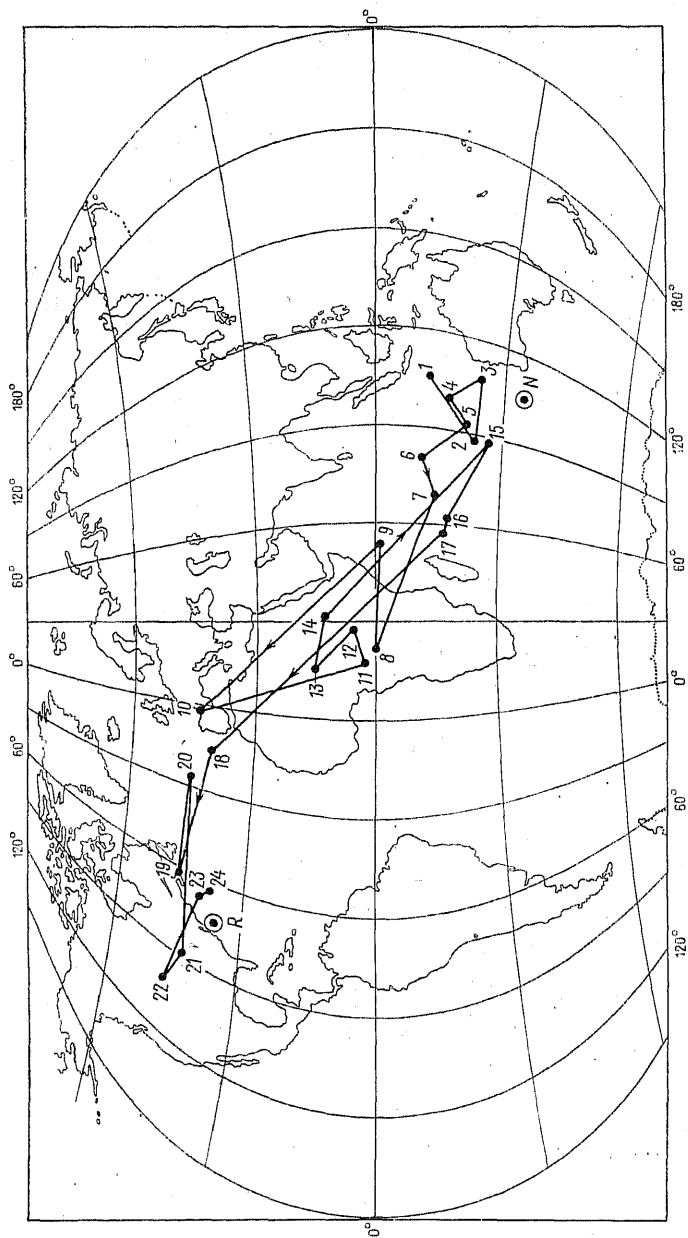


Рис. 126. Траектория перемещения виртуального полюса в процессе инверсии (юг Сибири).
Цифры — последовательные положения палеомагнитных полюсов до и после инверсии.

перед земным магнетизмом каких-либо новых проблем, так как находит свое простое объяснение в перемещении географических полюсов. Проблема возникает, когда приходится обращаться к явлению дрейфа географических полюсов, но в этом случае она относится уже к области большой геофизики, геологии и астрономии.

Несовпадение траекторий миграции палеомагнитных полюсов по данным для разных континентов ставит перед геологией и геофизикой новые проблемы о происхождении Земли и ее материков, так как ни одно объяснение этого факта не получило еще всеобщего признания. К одному из таких объяснений относится гипотеза континентального дрейфа, т. е. перемещения материков, выдвинутая А. Вегенером еще в 1916 г. [41]. В свете этой гипотезы породы, одновременно намагниченные на всем земном шаре в направлении вектора земного поля, в дальнейшем изменяли свое положение в пространстве. Так как движение разных материков происходило по-разному, то и направления векторов первичной естественной остаточной намагниченности этих пород на разных материках перестали быть согласованными. Поэтому палеомагнитные полюсы, вычисленные по образцам одного материка, не совпадут с полюсами, найденными по образцам другого материка [222, 284].

Согласно гипотезе А. Вегенера, современные материки являются осколками некогда единого «праматерика» — Пангеи. Около 200 млн лет назад начался распад и раздвигание частей этого материка, которые продолжаются и в настоящее время.

До начала палеомагнитных исследований эта гипотеза основывалась главным образом на геоструктурных и палеоклиматических данных — таких, как сходство очертаний материкового склона раздвинувшихся материков, общность геологического строения противолежащих побережий, расположение следов древних оледенений. По всем этим данным неоднократно производились реконструкции прежнего расположения материков. Одна из последних, выполненная с применением электронно-вычислительной техники, сделана Э. Буллардом с коллегами [173]. Степень совпадения палеомагнитных данных с подобными реконструкциями оценивается обычно очень просто. Если реконструкция верна для какого-то интервала геологического времени, то траектории миграции полюса за тот же интервал времени, построенные на этой реконструкции, должны совпадать. Возможно и решение обратной задачи — совмещая траектории миграции полюса за ту или иную эпоху, а следовательно, и передвинув жестко связанные с этими траекториями материки, можно найти их взаимное расположение. Такая задача решалась разными исследователями. Как пример такого решения на рис. 127 представлено расположение Африки и Южной Америки в палеозое по реконструкции К. Крира [188].

Траектории, по которым двигался северный палеомагнитный (а следовательно, и географический) полюс за последние 500 млн лет, по данным наблюдений на разных материках были показаны

на рис. 119. Видно, что эти траектории начинают совпадать или стремятся к совпадению лишь с некоторого момента времени, разного для разных материков и их частей, или же расходятся сразу, что указывает на процесс перемещения материков и в настоящее время.

Иная картина получается, если материки вместе с принадлежащими им траекториями миграции полюсов расположить согласно реконструкции Пангеи. Чтобы обеспечить независимость исходных данных, воспользуемся реконструкцией Дю-Тойта [69], выполненной в 1937 г., задолго до начала палеомагнитных исследований (рис. 128). На этой реконструкции траектории движения палеомагнитного полюса по данным для разных материков совпадают для первых 300 млн лет из рассматриваемых 500 млн, а затем расходятся. Это и есть доказательство верности реконструкции расположения материков 200 млн лет назад и раньше. Согласие результатов, полученных из совершенно разных источников, говорит о том, что справедливы обе гипотезы, положенные в основу расчетов и реконструкций — гипотеза центрального осевого диполя и гипотеза дрейфа континентов.

Сферический анализ палеомагнитных данных, выполненный при расположении точек наблюдения в соответствии с реконструкцией, показанной на рис. 128, привел к выводу, что гипотеза центрального осевого диполя справедлива с достаточно хорошим приближением для многих геологических эпох. Вместе с тем наблюдается и некоторая асимметрия поля. Диполь, дающий наилучшее приближение к наблюдениям, для всех эпох оказывается смещен-

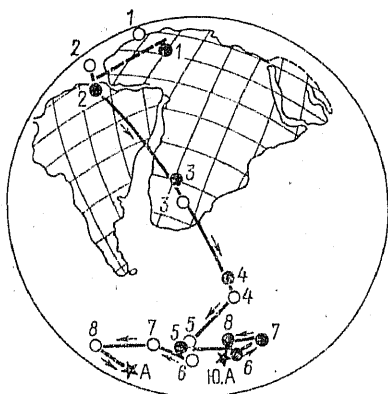


Рис. 127. Взаимное расположение Африки (А) и Южной Америки (Ю.А.) в палеозое и миграция южного палеомагнитного полюса за время с кембрия (1) до триаса (5). Светлые кружки — данные по породам Африки, темные — по породам Южной Америки; 1-8 — разные геологические периоды.

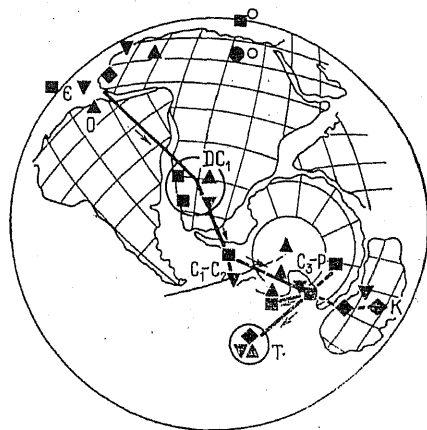


Рис. 128. Палеогеографическая реконструкция для палеозоя и траектория южного палеомагнитного полюса.

Разными значками показаны средние палеомагнитные полюса по данным для разных континентов; ε — кембрий; О — ордовик; D — девон; C_{1,2,3} — карбон; Р — пермь; Т — триас; К — мел.

ным от центра Земли в сторону Тихого океана на 400—800 км (см. гл. 3, § 2).

Гипотеза континентального дрейфа при всех палеомагнитных и иных свидетельствах в ее пользу встречает серьезные возражения со стороны многих геологов и поэтому все еще нуждается в дальнейшем подтверждении. Основные положения дискуссии по этому вопросу можно найти в работах П. Кропоткина [93] — сторонника гипотезы и В. Белоусова [17] — ее противника.

§ 4. Использование данных палеомагнитных исследований в геологии

Помимо того научного значения, которое имеют результаты палеомагнитных исследований, они находят чрезвычайно важное применение и в практических вопросах, выдвигая новые методы геофизических исследований земной коры.

Первым из тех методов, которые уже нашли свое применение в практике геологических исследований, является корреляция вулканогенных и осадочных толщ по наблюдениям прямой и обратной намагниченности горных пород. Второй, наиболее важный для древних пород — определение их абсолютного возраста по вычисленным для них координатам палеомагнитных полюсов. Третий — метод изучения деформации земной коры по векторам первичной естественной остаточной намагниченности горных пород.

Палеомагнитный метод расчленения и корреляции осадочных толщ. Если в какой-либо геологический период времени произошло изменение знака магнитного момента Земли, то осадочные и вулканогенные породы, образовавшиеся до этого, будут намагничены в одном направлении, а после этого — в противоположном. Поэтому границы, разделяющие породы, прямо и обратно намагниченные, должны прослеживаться по всей поверхности земного шара. Наблюдая эти границы в разных точках земной поверхности, можно, таким образом, установить соответствие (корреляцию) в одновременности образования пород в этих точках.

Как известно, в геологии такая корреляция производится палеонтологическими методами: путем определения остатков флоры и фауны в образцах горных пород. Однако такие остатки не всегда могут присутствовать в породах, и в таких случаях говорят, что породы «немые». При корреляции немых толщ приходится опираться на изучение условий их залегания, минералогического состава и датировку радиологическими методами, что возможно далеко не во всех случаях и часто приводит к многозначным решениям.

Проследить все границы раздела прямо и обратно намагниченных пород по всему земному шару еще не удалось и вряд ли скоро удастся, так как число этих границ равно числу геомагнитных инверсий, которое только за последние 500 млн лет (с начала палеозоя) превышает тысячу. Однако корреляция толщ на протяжении сотен и тысяч километров достаточно хорошо выполняется. Так, автор метода палеомагнитной корреляции осадочных

толщ А. Храмов проследил на территории Туркмении слой одно-возрастных пород неогенового возраста в разрезах, отстоящих друг от друга на расстоянии нескольких сотен километров [16*]. Распределениеклонения вектора первичной естественной остаточной намагниченности вдоль разреза (снизу вверх) показано на рис. 129.

В последние годы границы раздела прямо и обратно намагниченных толщ, соответствующие нескольким последним инверсиям, были прослежены по всему земному шару — в осадочных и вулканических толщах на всех материках [65, 90, 186] и в донных осадках Атлантического, Тихого и Индийского океанов [98, 271, 276]. Наиболее ярким примером прослеживания подобных границ в более древних породах являются результаты, полученные при изучении триасовых и пермских осадочных толщ (возраст $200 \div 250$ млн лет) европейской части СССР и западных районов США [105, 144, 277]. В каждом из этих районов удалось проследить по 12 таких границ на расстоянии в $1000 \div 3000$ км, а затем провести их межконтинентальную корреляцию уже на расстоянии в 10 000 км. Эти факты являются доказательством реальности геомагнитных инверсий и в то же время обоснованием возможности палеомагнитной корреляции разрезов, отстоящих на любых расстояниях друг от друга.

Определение возраста горных пород по положению палеомагнитных полюсов. Измеряя направление первичной естественной остаточной намагниченности серии образцов, отобранных из геологического тела (интрузии, серии лавовых потоков или пластов осадочных пород), и вычисляя по среднему направлению вектора J_p^0 координаты палеомагнитного полюса, можно найти геологический и абсолютный возраст данного тела, если определить, на какой

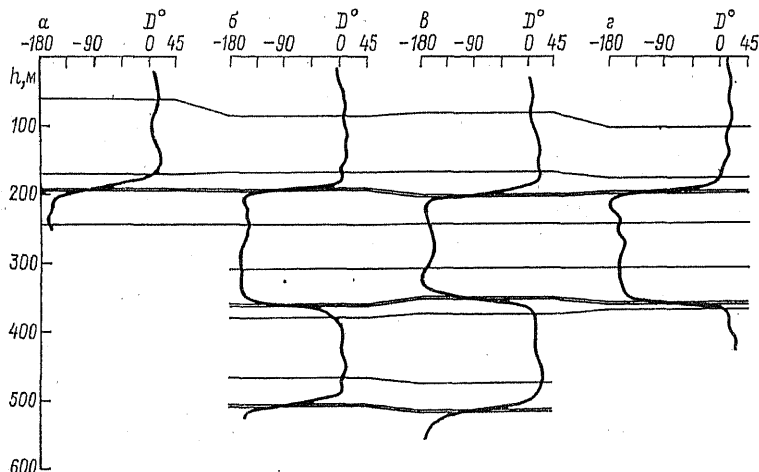


Рис. 129. Изменениеклонения вектора первичной естественной остаточной намагниченности по разрезам плиоценовой красноцветной свиты Туркмении (а—г).

участок траектории миграции полюса попадает вычисленный палеомагнитный полюс. Точность такого определения возраста горной породы пока еще невелика. При средней скорости смещения полюса в $0,2^\circ$ за миллион лет и при погрешности определения положения палеомагнитного полюса в 5° погрешность в оценке возраста составит ± 25 млн лет, т. е. половину геологического периода. Для решения многих геологических задач и такая точность достаточна. Кроме того, погрешность в определении положения палеомагнитного полюса в ряде случаев может быть легко уменьшена в 2—3 раза. Однако точность всего метода может быть повышена только в результате уточнения самих траекторий миграции полюса, которые могут носить более сложный характер, чем показанные на рис. 119.

Таблица 16

Палеомагнитный разрез палеозоя

Палеомагнитная геохронологическая шкала. Сложноритмический характер процесса геомагнитных инверсий, охватывающий все геологическое время, обуславливает возможность построения шкалы времени, опирающейся на эволюцию геомагнитного поля [144]. Основной единицей этой шкалы является *магнитная эпоха* — время, в течение которого земное магнитное поле имеет одну и ту же полярность или же одна из полярностей резко преобладает (в последнем случае выделяются *магнитные эпизоды* противоположной полярности). Магнитные эпохи продолжительностью в несколько миллионов лет группируются в *магнитные периоды*, различающиеся между собой режимом геомагнитного поля; несколько периодов образуют *магнитную эру* с длительностью в 40÷80 млн лет. Важным признаком каждого магнитного периода служат также средние координаты палеомагнитного полюса (разные для материков). В качестве примера в табл. 16 показана палеомагнитная шкала для интервала 200÷400 млн лет назад.

Млн лет	Система	Отдел	Я р у с	Палеомагн. шкала	Нагор. Суперзона (зона)	Иптерзона
230	ПЕРМЬ	Верхний	Татарский		Нагор. Суперзона	Иптерзона
240			Казанский			
			Уфимский			
250		Нижний	Кунгурский			
260			Артинский			
			Сакмарский			
270	КАРБОН	Верхний	Ассельский		Дельта-Цевская	К и а м а
280			Оренбургский			
			Гжельский			
290		Средний	Московский			
300						
310			Башкирский			
320		Нижний	Намюрский			
330			Визейский			
340			Турнейский			
350	ДЕВОН	Верхн.	Фаменский		Тихвинская	Д о н е ц к а я
360			Франский			
		Средний	Живетский			
370			Эйфельский			
380		Нижний	Кобленцкий			
390			Жединский			
400						

Разработка палеомагнитной шкалы начата совсем недавно. Главной задачей в этом направлении является поиск признаков, по которым можно было бы различить две близкие во времени магнитные эпохи одной и той же полярности. С этой целью ведется исследование особенностей протекания инверсий, вековых вариаций направления и напряженности земного магнитного поля. Эти исследования также только начинаются. Палеомагнитная геохронологическая шкала является основой всех применений палеомагнетизма в стратиграфии — расчленения и возрастной корреляции осадочных и вулканогенных толщ, определения их возраста и длительности образования.

Палеомагнитный метод изучения деформации земной коры. При любых деформациях горных пород векторы их первичной естественной остаточной намагниченности оказываются «вмороженными» в породу. Поэтому, исследуя современное распределение J_n^0 в деформированном в результате тектонических процессов геологическом теле, можно изучать эту деформацию, определяя наклоны и повороты в разных точках этого тела — там, где были отобраны и исследованы ориентированные образцы. О применении этого способа для изучения глобальных движений земной коры и литосферы — дрейфа континентов — мы уже говорили. Этот способ применяется также для изучения деформаций в складчатых поясах Земли и в островных дугах [166] и для суждения о способе формирования отдельных складок осадочных пород [122].

ФИЗИЧЕСКИЕ ТЕОРИИ ГЛАВНОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ ЗЕМЛИ

§ 1. Гипотезы происхождения магнитного поля Земли

Теория Гаусса, будучи формальной, не могла, да и не имела цели дать ответ на вопрос о причинах намагниченности земного шара. Задачей ее было нахождение закономерностей в распределении элементов земного магнетизма, что представляло лишь первый необходимый шаг в изучении природы магнитного поля Земли, так как построение каких-либо теорий и гипотез невозможно без установления таких закономерностей. С углублением и расширением наших знаний относительно явлений земного магнетизма возникла потребность в физическом истолковании этих явлений и объяснении их причин. Но несмотря на относительно большой объем сведений по распределению элементов земного магнетизма на поверхности Земли и многочисленные теоретические исследования, вопрос о его происхождении пока окончательно не решен. До середины 50-х годов не было ни одной гипотезы, которая удовлетворительно объяснила бы постоянный магнетизм земного шара, и лишь за последние 20 лет сложилась более или менее приемлемая теория, основанная на гипотезе вихревых токов в ядре.

Рассматривать все предложенные гипотезы и теоретические построения в этом направлении не имеет смысла, так как это ничего не дало бы для понимания явлений земного магнетизма: в подавляющем большинстве они носят спекулятивный характер и требуют новых гипотез и объяснений. Поэтому остановимся для примера только на некоторых из них, чтобы иметь представление об их характере.

Все существующие гипотезы о причинах земного магнетизма можно разделить на две основные группы: гипотезы, имеющие в своем основании законы физики, установленные экспериментально из наблюдений на земной поверхности, и гипотезы, основанные на отказе от этих законов и предположении о существовании для земного шара как космического тела особых законов, отличных от известных.

Основными фактами земного магнетизма, установленными наблюдениями, являются приблизительно однородная намагниченность земного шара и близкое совпадение магнитной оси земного шара с его осью вращения. Естественно, что все исследователи стремились в первую очередь объяснить однородную намагниченность вдоль оси вращения.

Из гипотез первой группы рассмотрим гипотезу вращающихся зарядов, гипотезу, основанную на гироскопическом эффекте Эйнштейна — Барнетта, и гипотезу дрейфующих токов.

Гипотеза вращающихся зарядов предполагает одновременное существование двух зарядов, равных по величине, но противоположных по знаку: одного, распределенного по всему объему Земли, и другого, распределенного по ее поверхности.

Предположение о наличии какого-либо одного из зарядов противоречит наблюдениям над градиентом электрического потенциала, которые на земной поверхности фиксируют величину для всего заряда Земли $Q = 5,4 \cdot 10^5$ Кл. А для объяснения величины магнитного поля Земли потребовался бы заряд в 10^8 раз больший. Кроме того, если бы существовали предполагаемые заряды, то электрические поля их на земной поверхности взаимно уничтожались бы, а магнитные поля, создаваемые каждым из них, по абсолютной величине оказались бы разными. Поэтому при соответствующем выборе величины заряда магнитное поле могло быть равным наблюдаемому магнитному полю Земли. Эти заряды, принимая участие в суточном вращении Земли, образуют замкнутые токи, которые в свою очередь создают магнитное поле.

Не говоря уже о том, что эта гипотеза требует дополнительного предположения о причинах разделения зарядов, она противоречит принципу относительности, ибо наблюдатель на поверхности Земли, вращаясь вместе с зарядами, остается неподвижным относительно них.

А. Эйнштейном было высказано предположение, что *каждый атом ферромагнитного тела представляет собой гироскоп*, который обладает кроме механического момента еще и магнитным, одинаковым с ним по направлению. Поэтому при вращении, например, ферромагнитного стержня атомы-гироскопы будут обладать механическим моментом, который будет стремиться сориентировать свою ось по направлению оси вращения. Вследствие этого магнитные моменты примут одинаковое направление, и стержень намагнитится. Причем намагниченность стержня должна быть эквивалентна намагниченности его под действием поля, напряженность которого определяется уравнением $H = 4\pi c m n / e$, где e/m — отношение заряда электрона к его массе; n — число оборотов стержня в секунду.

В 1915 г. С. Барнетту удалось экспериментально намагнитить стержень путем его вращения. Опыты С. Барнетта показали, что намагниченность стержня получается очень близкой к теоретической: $I = 1,5 \cdot 10^{-6} n$ ед. СГС. Применяя эту формулу к земному шару, для которого $n = (1/8,6) \cdot 10^{-4} \text{ с}^{-1}$, получаем для намагниченности Земли величину $I = 1,5 \cdot 10^{-6} (1 \cdot 10^{-4} / 8,6) = 1,9 \cdot 10^{-11}$ ед. СГС. В действительности, эта величина, как мы видели, равна $8,2 \cdot 10^{-2}$ ед. СГС, т. е. почти в 10^{10} раз больше. Таким образом, попытки объяснить намагничивание Земли гироскопическим эффектом также явно неудовлетворительны.

В основе *гипотезы дрейфующих токов* [158] лежит предположение о существовании свободных заряженных частиц внутри земного шара, возникающих благодаря наличию высоких температур. Если такие частицы будут двигаться в магнитном поле в направлении, перпендикулярном полю, то по законам электродинамики перемещение их должно происходить по окружности, радиус которой определяется из равенства центробежной силы и силы магнитной, т. е. $r = ctv/(He)$, где v — скорость движения частиц; m — их масса; e — заряд; H — напряженность магнитного поля; c — скорость света. Если, кроме того, на частицы действует сила тяжести в направлении, перпендикулярном магнитному полю и скорости v , то движение будет происходить в направлении скорости петлеобразно по трохоидам, и частицы, следовательно, получат поступательное движение (будут дрейфовать в направлении, перпендикулярном магнитному полю и силе тяжести). Так как положительные и отрицательные частицы под действием магнитного поля движутся в противоположных направлениях, то и дрейф их под действием силы тяжести будет также происходить в противоположных направлениях.

Такой процесс движения заряженных частиц будет эквивалентен электрическому току, который и явится источником магнитного поля, наблюдаемого на Земле. Однако для возможности такого движения необходимо наличие небольшого первоначально-го магнитного поля, которое, по мнению авторов этой гипотезы, обязано своим происхождением гравитационному разделению зарядов внутри тела. Более легкие заряды — отрицательные — распределяются ближе к поверхности, более тяжелые — положительные — ближе к центру Земли. Принимая участие в суточном вращении Земли, эти заряды и дают то начальное магнитное поле, которое необходимо для возникновения дрейфа. В дальнейшем, при образовании дрейфующих токов, магнитное поле начнет усиливаться и тем самым регенеративно усиливать токи и магнитное поле.

Основным недостатком этой гипотезы является то, что она не предусматривает механизмов, ограничивающих регенеративное возрастание магнитного поля, которое, как показывают вычисления, должно продолжаться непрерывно до бесконечности.

Познакомимся и с некоторыми гипотезами, основанными на существовании физических законов, не известных на Земле, например с гипотезами Шломки — Сванна и Блекетта.

Гипотеза вращающихся зарядов не дает объяснения разделению зарядов внутри Земли. Чтобы преодолеть эту трудность, Т. Шломки и В. Сванн пытались построить теорию на измененных законах электродинамики, предполагая, что закон Кулона о взаимодействии электрических зарядов является верным лишь в первом приближении и должен быть заменен более общим [286, 298]. Т. Шломки предположил, что вместо одного закона Кулона должны действовать три: первый должен отражать взаимодействие между двумя положительными зарядами, второй — между двумя

отрицательными, третий — между положительным и отрицательным. Он предложил следующие выражения, описывающие эти явления:

$$f_{++} = (1 + \alpha) q_+ q_+ / r^2, \quad f_{--} = (1 + \beta) q_- q_- / r^2, \\ f_{+-} = q_+ q_- / r^2,$$

где α и β — некоторые постоянные. При наличии таких явлений две электрически нейтральные частицы будут испытывать некоторое взаимодействие; кроме того, если $\alpha \neq \beta$, то заряды внутри нейтрального тела должны быть смещены относительно друг друга и находиться на разных расстояниях от центра тела. Следовательно, при вращении такого тела должно возникать магнитное поле.

По гипотезе В. Сванна, взаимодействие между зарядами одного знака подчиняется закону Кулона, а взаимодействие между разноименными зарядами не подчиняется закону равенства действия и противодействия, т. е. формула закона Кулона должна быть заменена следующими тремя:

$$f_{++} = q_+ q_+ / r^2, \quad f_{+-} = (1 + \alpha) q_+ q_- / r^2, \quad f_{-+} = (1 + \beta) q_- q_+ / r^2.$$

Гипотеза В. Сванна приводит к тем же выводам, что и гипотеза Т. Шломки. отождествляя взаимодействие между нейтральными частицами с ньютоновской силой всемирного тяготения, а магнитное поле, получающееся при вращении Земли, с наблюдаемым магнитным полем, Т. Шломки и В. Сванну удалось выяснить значение постоянных коэффициентов α и β . По гипотезе Т. Шломки, они оказались следующими: $\alpha = -0,65 \cdot 10^{-19} - 0,4 \cdot 10^{-36}$, $\beta = +0,65 \cdot 10^{-19} - 0,4 \cdot 10^{-36}$, а по гипотезе В. Сванна, $\alpha = 1,9 \cdot 10^{-19}$, $\beta = -1,9 \cdot 10^{-19} + 7,8 \cdot 10^{-25}$. Но эти величины экспериментально проверены быть не могут.

Хотя гипотезы Т. Шломки и В. Сванна и не противоречат фактам в области земного магнетизма и дают объяснение его происхождению, однако это объяснение сводится к предположениям, которые в свою очередь требуют новых обоснований. Задачей же всякой теории является сведение всех наблюдаемых фактов, кажущихся на первый взгляд непонятными, к законам, уже принятым и проверенным опытом. Если какое-либо новое явление не подходит ни под один из известных законов, то оно приводит к установлению новых закономерностей, которые в дальнейшем проверяются опытом. В данном случае авторы, исходя из убеждения, что явления земного магнетизма не могут быть объяснены на основе законов электродинамики, пытаются установить новые законы природы. Однако до тех пор, пока эти законы будут справедливы только для объяснения одного факта земного магнитного поля и не будут проверены на других явлениях, они останутся искусственной гипотезой, пытающейся одно загадочное явление свести к другому, не менее загадочному.

Ввиду того, что ни одна из гипотез, основывающихся на тех или иных физических явлениях, происходящих внутри Земли, не в состоянии пока дать объяснение происхождения земного магнитного поля, не приходя к противоречию с другими физическими явлениями, уже давно возникла мысль — не является ли магнитное поле Земли следствием вращения ее вокруг своей оси, подобно тому как вращающийся заряд вызывает появление магнитного поля. В 1947 г. П. Блекетт высказал предположение [165], что независимо от наличия зарядов в теле всякое вращающееся тело должно обладать магнитным моментом, пропорциональным его механическому моменту, т. е. сформулировал новый закон природы, не связанный с обычными законами электродинамики: $M = \beta (\sqrt{k/2c}) M_{\omega}$, где k — постоянная тяготения; β — числовой коэффициент, примерно равный 0,25.

Основанием для такого высказывания послужил тот факт, что отношение магнитного момента к моменту вращения у трех небесных тел — Земли, Солнца и звезды-78 в созвездии Девы — оказалось примерно одним и тем же, а именно: для Земли $M/M_{\omega} = 1,11 \cdot 10^{-15}$, для Солнца $M/M_{\omega} = 0,79 \cdot 10^{-15}$, для звезды-78 $M/M_{\omega} = 0,81 \cdot 10^{-15}$.

Если бы гипотеза П. Блекетта была правильной, т. е. выражала бы истинный закон природы, то проблема земного магнетизма была бы в основном решена, так как объяснение неравномерности намагниченности, а также отклонение магнитной оси от оси вращения следовало бы искать в неоднородности строения земного шара и наличии в нем ферромагнитных пород и электрических токов. Вот почему гипотеза П. Блекетта в той форме, в какой она была высказана, вызвала большой интерес не только среди магнитологов, но и среди физиков других специальностей и астрономов. Поэтому в последующие годы появился целый ряд работ теоретического и экспериментального характера для подтверждения гипотезы П. Блекетта.

Непосредственное доказательство наличия магнитного поля у вращающихся тел встречает большие затруднения ввиду чрезвычайно малой величины напряженности создаваемого ими поля. Так, для получения магнитного поля напряженностью в сотые доли гамм потребовалось бы вращать медную сферу радиусом в 10 м со скоростью 10 об/мин (1,05 рад/с).

Необходимо отметить, что мысль о наличии магнитного поля у вращающихся тел зародилась задолго до того, как была высказана гипотеза П. Блекетта, и значительно раньше, чем были произведены опыты С. Барнетта. Первая попытка экспериментального обнаружения магнитного поля у вращающихся тел была произведена в 1911 г. великим русским физиком П. Лебедевым, который в своих опытах вращал кольцо диаметром в 6 см со скоростью 5—6 тыс. об/с $((3,1 \div 3,9) \cdot 10^4 \text{ рад/с})$ и измерял магнитное поле при помощи чувствительного магнитометра [96]. Опыты дали отрицательный результат, хотя теоретический расчет, сделанный на основании гипотезы вращающихся зарядов, показал, что

чувствительность магнитометра вполне достаточна для обнаружения ожидаемых полей. Отрицательный результат этих опытов не заставил отказаться П. Лебедева от их продолжения, так как, по его мнению, «указанными гипотезами не исчерпывается возможная связь движения материи с образованием магнитных полей, которую мы наблюдаем в случае солнечных пятен и явлений нормального геомагнетизма. Другие гипотезы, которые могут быть сделаны относительно этой связи и которые достаточны для объяснения магнитных сил очень больших движущихся масс, заставляют ожидать, что при условиях и размерах описанных выше опытов могут возникнуть только очень слабые магнитные поля, которые не могут быть обнаружены магнитометрически; для проверки этих гипотез самую схему опытов надо изменить, чтобы получить достаточную чувствительность измерений, во много раз большую той, которой можно пользоваться в описанных выше предварительных исследованиях»*.

Опыты П. Лебедева были повторены в более крупном масштабе в 1928 г. В. Сванном и А. Лонгакром, которые вращали медную сферу диаметром 20 см с угловой скоростью 1256 рад/с ($200 \text{ об/с} = 1,3 \cdot 10^2 \text{ рад/с}$) [299]. Измерение напряженности поля производилось магнитометром с ценой деления 10^{-4} Э/дел. Опыты показали, что в пределах указанной цены деления никакого поля не наблюдается, хотя теоретические расчеты, сделанные по формуле, предложенной Х. Вильсоном [325], давали величину H выше чувствительности магнитометра [299].

Формула Вильсона основана на гипотезе, что любая нейтральная частица массой m , движущаяся со скоростью v , должна создавать магнитное поле, которое описывается следующим образом:

$$H = \beta k M (v \times r) / (r^3 c), \quad (199)$$

где k — постоянная тяготения; r — расстояние от массы m до точки, в которой рассматривается H ; $\beta = 0,3$ — постоянный коэффициент. Подстановка в эту формулу массы медной сферы и величины ее скорости, которые имели место в опытах В. Сванна, дают значение H на поверхности сферы более 1 Э, т. е. на несколько порядков выше, чем цена деления магнитометра.

Однако эти результаты не остановили самого П. Блекетта, и он вновь поставил подобный же эксперимент [165]. Для этого ему пришлось сконструировать и построить сверхчувствительный астатический магнитометр, который имел чувствительность на несколько порядков выше, чем применявшийся в прежних опытах. Кроме того, чтобы избежать вращения с большой скоростью, П. Блекетт произвел наблюдения с цилиндром, неподвижным относительно Земли, но движущимся в пространстве со скоростью $v = \omega \times r$, где ω — угловая скорость вращения Земли; r — расстояние от оси вращения до наблюдаемого тела. В соответствии с фор-

* См. [96], с. 373.

мулой (199) золотой цилиндр диаметром 10 см и длиной 10 см должен создавать поле, которое, по расчетам П. Блекетта, должно было составить $(6 \div 7) \cdot 10^{-8}$ Э. При цене деления магнитометра до $1 \cdot 10^{-9}$ Э/дел никакого поля ему не удалось наблюдать, т. е. опыт опять дал отрицательный результат.

Были сделаны также попытки экспериментального доказательства тех явлений, которые вытекают из самой гипотезы П. Блекетта: уменьшения горизонтальной составляющей с глубиной места, в то время как по теории дипольного происхождения земного магнетизма горизонтальная составляющая должна возрастать с глубиной. Эти изменения выражаются следующими формулами:

по теории Блекетта

$$H_h - H_0 = -2 [(5\rho_1/\rho) + 1] h/R_E;$$

по теории центрального диполя

$$H_h - H_0 = 3h/R_E,$$

где H_0 — горизонтальная составляющая на поверхности Земли; H_h — горизонтальная составляющая на глубине h ; R_E — радиус Земли; ρ_1 — плотность пород в поверхностном слое; ρ — средняя плотность Земли. Так, для глубины $h=1,5$ км $H_h - H_0 = -26\gamma$ (по теории П. Блекетта) и $H_h - H_0 = +11\gamma$ (по теории центрального ядра).

Первые измерения, произведенные в 1947 г. в шахтах на глубине 1,5-км при помощи горизонтальных весов, дали значение $H_h - H_0 = (-26 \pm 4)\gamma$, т. е. как будто в пользу теории П. Блекетта. Однако такое совпадение было кажущимся, так как измерения были сделаны без учета влияния местной геологической структуры, которая могла создавать поле до 14γ и, следовательно, уменьшить абсолютное значение разности $H_h - H_0$ до 11γ . Поэтому вопрос остался открытым. С. Ранкорн с коллегами произвел подобные наблюдения в глубоких шахтах с учетом всех возможных погрешностей и обнаружил явное возрастание горизонтальной составляющей [249].

Основным же недостатком гипотезы П. Блекетта явилась недоверенность результатов определения магнитного поля и момента вращения звезды-78, на что указывает и сам П. Блекетт.

Кроме того, новые, более точные определения магнитного поля на Солнце на основе зеемановского эффекта показали, что если поле и существует, то оно примерно в несколько десятков раз меньше, вследствие чего и отношение магнитного момента к механическому должно быть во столько же раз меньше соответствующего отношения для Земли. Следовательно, гипотеза П. Блекетта оказалась так же несостоятельной, как и все остальные.

Были попытки объяснить происхождение земного магнитного поля намагниченностью земного шара, без объяснения причин его намагничивания. Однако и здесь встретились большие затруднения, так как в согласии с фактами всякие ферромагнитные тела теряют способность к намагничиванию выше точки Кюри, которая

для железа равна 760°C (1033 K). А опытные данные заставляют предполагать, что внутри Земли температура значительно выше точки Кюри для всех ферромагнитных тел. Так, расчеты показывают, что уже на глубине 30 км явление ферромагнетизма становится невозможным. Можно предполагать, что при тех давлениях, которые существуют внутри Земли, точка Кюри у всех ферромагнетиков сдвинута в область высоких температур. Однако экспериментальные попытки обнаружить это явление пока не позволяют так считать.

Чтобы обойти эту трудность, делались попытки построить теорию, по которой намагниченность должна быть сосредоточена в верхних слоях земной коры на глубине от 20 до 100 км, где температура ниже точек Кюри ферромагнитных пород, но тогда намагниченность должна достигать $\sim 5\div 10$ ед. СГС, в то время как наблюдаемая намагниченность поверхностных пород, обусловленная содержанием в них магнетита, составляет всего лишь $0,05\div 0,1$ ед. СГС. Следовательно, необходимо предположить, что содержание магнетита увеличивается с глубиной, хотя все данные геофизических и геологических исследований не дают никаких оснований для такого предположения.

Даже краткий анализ этих гипотез свидетельствует о том, что ни одна из них не шла дальше того, чтобы объяснить наблюдаемое распределение магнитного поля на поверхности Земли, и главным образом совпадение магнитной оси с осью вращения, и не пыталась принять во внимание внутреннее строение Земли и ее физические свойства.

Между тем явления земного магнетизма не ограничиваются его распределением на поверхности, а имеют и другие особенности. Одной из таких особенностей, чрезвычайно важной для теории, являются вековые изменения, закономерность которых выявлена в последние 20—30 лет. Нельзя также предположить, чтобы физические свойства земного шара, обусловленные его внутренним строением, оставались не связанными с явлениями земного магнетизма. Отличительной особенностью современной теории по сравнению со всеми прежними и является то, что она строится на базе существующих знаний о внутреннем строении земного шара и не отделяет явления земного магнетизма от других физических явлений, происходящих внутри него. Поэтому прежде чем перейти к изложению современной теории магнитного поля Земли, нельзя не остановиться на сегодняшних представлениях о строении нашей планеты.

§ 2. Внутреннее строение Земли и ее физические свойства

Механические свойства. Все наши знания о строении земного шара глубже нескольких десятков километров получены на основании результатов геофизических исследований, в первую очередь

на основании сейсмических наблюдений за колебаниями земной поверхности при землетрясениях и взрывах. Эти исследования позволили установить, что Земля состоит из твердой оболочки толщиной до 2900 км и жидкого ядра радиусом около 3470 км. При этом как оболочка, так и ядро подразделяются на ряд концентрических слоев, обладающих резко различными свойствами.

К таким свойствам, определяемым путем интерпретации сейсмических наблюдений, относятся скорости упругих волн — продольных и поперечных. На основании характера изменения их скоростей с глубиной К. Буллен предложил разделить земной шар на семь основных зон, которые он обозначил буквами латинского алфавита от *A* до *G* (рис. 130а) [177]. Зона *A* представляет земную кору, *B*, *C* и *D* — мантию или оболочку Земли, *E*, *F* и *G* — земное ядро. Границы между этими зонами устанавливаются там, где скорости сейсмических волн или их градиенты резко меняются.

Знание скоростей упругих волн позволяет определить упругие модули (модуль сдвига и модуль всестороннего сжатия), если известна плотность среды. Однако определение зависимости плотности от глубины производится по сейсмическим данным неоднозначно: для этого требуется вводить некоторые предположения о характере изменения температуры и химических свойств вещества с глубиной, а также о величине скачков плотности на границах зон.

Первые модели возможного распределения плотности в Земле были построены К. Булленом — так называемые модели *A* и *B* [175, 176]. Они отличаются друг от друга, но обе удовлетворяют важному условию — дают правильные значения полной массы и момента инерции Земли. Основные различия между этими моделями состоят в следующем. В модели *A* распределение плотности в мантии как бы повторяет все основные особенности рас-

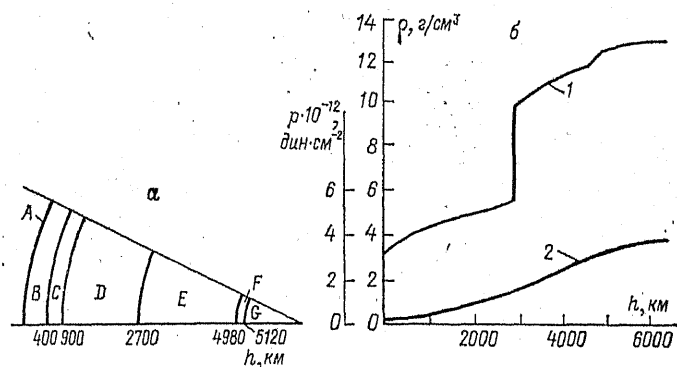


Рис. 130. Основные зоны, выделяемые в Земле (а), и распределение плотности (1) и давления (2) с глубиной (б).

A — кора; *B* — верхняя мантия; *C* — средняя мантия; *D* — нижняя мантия; *E* — внешнее ядро; *F* — переходная зона; *G* — внутреннее ядро.

пределения скоростей сейсмических волн; в частности, плотность резко возрастает в зоне *C*. В модели *B* плотность в мантии изменяется с глубиной достаточно плавно. В модели *A* все ядро вплоть до центра Земли считается жидким, тогда как в модели *B* внутреннее ядро (зона *G*) принимается твердым, а в зоне *F* плотность очень быстро возрастает с глубиной.

В последние годы построение моделей Земли производится с учетом еще одного существенного ограничения, которое вытекает из того, что значения наблюдаемых периодов собственных колебаний Земли должны совпадать с расчетными для предлагаемых распределений плотности. Распределение плотности в мантии, построенное с учетом этого ограничения, оказывается близко к модифицированной модели К. Буллена *A*, называемой *A'*, которая отличается от модели *A* выбранным значением плотности в центре Земли. Строение ядра в модели *A'* оказывается ближе к тому, которое было принято для модели *B*. Изменение плотности и давления с глубиной для модели Земли, удовлетворяющей данным о периодах собственных колебаний, представлено на рис. 1306.

Наиболее существенным для теории земного магнетизма является разделение земного шара на две области: на твердую оболочку и жидкое ядро, которое в центральной своей части переходит в твердую фазу.

Существование жидкого ядра было установлено на основании того факта, что через него не проходят поперечные волны. Предположение о том, что центральная часть ядра является твердой, явилось следствием работы [241] И. Леман. В этой работе автор показала, что внутри ядра на глубине ~ 5120 км должна существовать граница, на которой скорость продольных волн возрастает скачком. Возрастание же скорости продольных волн в жидком ядре могло быть обусловлено скачкообразным возрастанием либо модуля всестороннего сжатия, либо модуля сдвига. Но из физических соображений мало вероятно, чтобы модуль всестороннего сжатия мог резко возрастать при тех давлениях, какие имеются в ядре Земли. Поэтому оставалось допустить, что во внутренней части ядра становится отличным от нуля модуль сдвига, т. е. происходит переход вещества из жидкой фазы в твердую.

Несмотря на то, что через твердое внутреннее ядро должны проходить поперечные волны, энергия этих волн очень мала, и обнаружить их по сейсмическим наблюдениям невозможно. Поэтому прямых доказательств жесткости внутреннего ядра Земли получить пока нельзя. Однако сейсмические наблюдения дают косвенное подтверждение того, что внутреннее ядро является твердым. Оказывается, что рассчитанные периоды собственных колебаний Земли согласуются с наблюдаемыми только в случае, если принять жесткость внутреннего ядра отличной от нуля.

По вопросу о строении зоны *F* — переходной между внешним и внутренним ядром — до сих пор имеются разногласия. Это объясняется тем, что сейсмические данные, используемые для опре-

деления скоростей упругих волн в зоне F , допускают очень большую неопределенность. Ясно только, что строение этой зоны достаточно сложное — в ней, по-видимому, существуют границы, на которых упругие постоянные меняются скачком, или даже есть слои со свойствами, резко отличающимися от свойств окружающей среды. Такая структура зоны F может быть обусловлена тем, что на соответствующих глубинах условия близки к точке плавления, а это может вызывать частичное затвердевание вещества. Возможно, что в этой зоне плотность должна возрастать с глубиной быстрее, чем во внешнем ядре.

Сейсмические данные дают картину строения земного шара, связанную лишь с его механическими свойствами, и ничего не говорят о таких свойствах, как тепловые и электромагнитные. Между тем для теории земного магнетизма как раз эти свойства и имеют решающее значение.

Электрические свойства. Электрическая проводимость верхних слоев земного шара до глубин в несколько сотен километров определяется из наблюдений магнитных вариаций (методы их изучения будут изложены во второй части книги). Такие определения, произведенные С. Чепменом и Н. Беньковой, дали величину проводимости на глубинах в несколько сотен километров $\sim 10 \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{м}^{-1}$ [18, 181]. Величина проводимости более глубоких слоев может быть найдена по магнитным вариациям с периодом в несколько десятков лет. Такие определения были выполнены, например, в работе [59]: средняя проводимость Земли оказалась равной $2 \cdot 10^2 \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{м}^{-1}$.

Об электрических свойствах ядра существуют лишь косвенные данные, полученные на основании предположений о его химическом составе. Долгое время считалось, что ядро состоит из железа и никеля, поскольку их плотность близка к плотности ядра. Естественно, что в этом случае оно должно было бы обладать металлической проводимостью. Но была выдвинута гипотеза силикатного ядра [280], согласно которой при давлениях и температурах, соответствующих глубинам ядра, силикаты переходят в металлическое состояние. Однако эксперименты с ударными волнами [7], где были достигнуты давления, характерные для ядра, не показали предполагаемых фазовых переходов у силикатов. В настоящее время господствующей является гипотеза железо-никелевого ядра с возможными добавками кремния, окиси магния или серы [72]. Таким образом, ядро Земли должно иметь металлическую проводимость, величина которой от $0,7 \cdot 10^3$ до $0,09 \cdot 10^3 \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{м}^{-1}$.

Температура внутри Земли. Верхнюю и нижнюю границы температуры в мантии Земли можно оценить по сейсмическим данным. В качестве нижней границы выбирается распределение температур, которое устанавливается при адиабатическом сжатии твердого тела. Из известных термодинамических соотношений и модели твердого тела Дебая нетрудно получить формулы для

оценки величины адиабатического градиента внутри Земли по сейсмическим данным [74]:

$$\frac{dT}{dr} = -Tg \frac{d \ln \bar{v} \rho^{1/3}}{d \ln \rho} \cdot \frac{\rho}{k_s}, \quad (200)$$

где \bar{v} — средняя скорость сейсмических волн, определяемая по формуле: $3/\bar{v}^3 = 1/v_p^3 + 2/v_s^3$; v_p и v_s — скорости продольных и поперечных упругих волн в Земле; ρ — плотность вещества; g — ускорение свободного падения; k_s — коэффициент адиабатической несжимаемости. Известно, что $k_s/\rho = v_p^2 - 4v_s^2/3$.

Распределение в Земле величин, входящих в (200), достаточно хорошо известно, что позволяет без труда оценить значение адиабатического градиента температур в Земле. Выбирая за начальную температуру $T=1500$ К — температуру на глубине 100 км (ориентировочно оценивается по температурам излившихся на поверхность лав), легко рассчитать по (200) распределение температур вдоль кривой адиабатического сжатия.

На рис. 131 приведено распределение температур внутри Земли. Кривая 1 была рассчитана А. Валле [311]. Аналогичное распределение температур получено В. Жарковым непосредственно из уравнения состояния твердого тела для оливинов [72]. В обоих случаях при одинаковых начальных температурах $T_{100\text{км}}=1500$ К температура вдоль кривой адиабатического сжатия на границе с ядром (пунктир) достигает 2400 К. Кривая 1 на рис. 131 определяет нижнюю границу температур в мантии, так как только при градиентах температур, больших адиабатического, возможны какие-либо конвективные движения в мантии, реально существующие в ней.

Верхняя граница температур в мантии оценивается по температуре плавления твердого вещества мантии. Температуры плавления твердых тел изучены экспериментально только до давлений $p \approx 10^4$ атм (10^9 Па). Поэтому при определении температур плавления в Земле приходится обращаться к полуэмпирическим теориям плавления.

Наибольшее распространение получили две модели плавления — Ф. Линдемана, предполагавшего, что плавление наступает

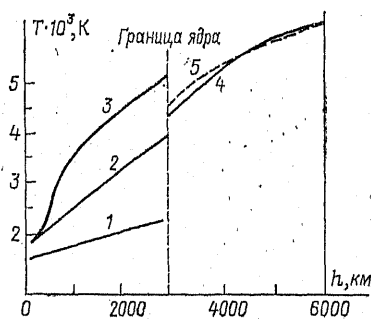


Рис. 131. Распределение температуры внутри Земли.

1 — адиабатическая кривая; 2 — кривая плавления (Жарков, 1959); 3 — кривая плавления (Аффен, 1952); 4 — кривая плавления для железного ядра (Жарков, 1959; Гильвари, 1966); 5 — адиабатическое распределение температур в ядре (Жарков, 1960).

при условии, когда амплитуда тепловых колебаний составляет определенную долю величины постоянной решетки вещества [72], и В. Жаркова, считающего, что плавление происходит при определенной концентрации дефектов в кристалле [72].

В обоих случаях удается связать температуры плавления со скоростями упругих волн в Земле и оценить температуры плавления в мантии. Правильность этих оценок зависит не только от справедливости принятых гипотез, но и от того, насколько известен химический состав вещества мантии. Полагая мантию оливиновой, Р. Аффен оценил [308] распределение температур плавления в мантии по методу Ф. Линдемана (рис. 131, кривая 3). За начальную температуру им была принята точка плавления оливинов на глубине 100 км, равная 1805 К. Аналогичные расчеты провел В. Жарков (кривая 2) на основании своей модели плавления. При одинаковых начальных температурах кривые плавления вещества мантии значительно расходятся. По расчетам Р. Аффена, температура плавления на границе с ядром достигает ~ 5300 К, по расчетам В. Жаркова, — ~ 4100 К. Кроме того, кривая Р. Аффена дает больший градиент температур на глубинах 500–1000 км.

Оценка температур плавления по методу критической концентрации дефектов имеет некоторое преимущество. Однако обе теории из-за отсутствия экспериментальных данных практически равноправны. За верхнюю границу температур в мантии принимается кривая температур плавления, полученная по методу Ф. Линдемана.

Оценки температур в ядре можно провести аналогичным образом. Однако температуры плавления для жидкого ядра не могут считаться верхней границей, а температура вдоль кривой адиабатического сжатия — нижней. Близкими к истинным должны быть температуры плавления вещества ядра. Вся трудность в определении температуры земного ядра связана с необходимостью уточнения его химического состава и определением некоторой «начальной температуры» плавления, исходя из которой можно оценить температуры плавления в ядре.

И. Гильвари, полагая ядро железным и принимая температуру плавления железа при давлениях, существующих на границе ядро — мантия, равной $T=4300$ К, оценил температуру плавления железного ядра по методу Ф. Линдемана (кривая 4) [207]. В. Жарков выполнил аналогичные оценки при той же начальной температуре по методу критической концентрации дефектов [73]. Оба метода дали совпадающие результаты. Таким образом, для ядра обе модели плавления равноценны, что, возможно, объясняется его более однородным химическим составом.

Градиент температур вдоль кривой плавления незначительно отличается от адиабатического. Это приводит к тому, что кривая плавления и кривая адиабатического распределения температур в ядре очень близки. На рис. 131 приведена кривая (5) адиабатического распределения температур, вычисленная В. Жарковым

[73]. За начальную температуру им была взята температура плавления на границе жидкого и твердого ядра, равная $T=6000$ К. Несмотря на совпадение кривой плавления с адиабатической, нет оснований считать, что наши представления о температуре в ядре точнее, чем представления о температуре мантии.

§ 3. Ядро земного шара как источник его магнитного поля

Первой гипотезой магнитного поля Земли, основанной на предположениях о внутреннем строении земного шара, следует считать теорию В. Эльзассера [197]. Он предположил, что внутри ядра вследствие температурных градиентов возникает вихревое движение, первоначально направленное вертикально (по нормали к поверхности Земли). Под влиянием силы Кориолиса, которая перпендикулярна скорости движения жидкости, вихревые кольца располагаются в среднем в плоскостях, перпендикулярных оси вращения. По законам же адиабатического расширения верхние части вихря должны обладать более высокой температурой, чем нижние. Вследствие этого между верхними и нижними концами возникает постоянная разность температур, что приводит к появлению термоэлектродвижущей силы, а следовательно, возникает ток. Однако для возникновения термотоков необходимо еще наличие неоднородного состава жидкой массы. По мнению В. Эльзассера, такая неоднородность может возникнуть вследствие разности давлений в верхней и нижней частях вихря, которая может привести к фазовым превращениям вещества. Так как направление тока в этом случае будет совпадать с направлением вихревого движения, ось которого, как мы видели, должна быть параллельной оси вращения, то и направление вектора магнитного поля, образуемого термотоком, должно совпадать с осью вращения или близко к ней.

Следующим шагом в разработке теории магнитного поля Земли явилась гипотеза Я. Френкеля: образование токов в ядре должно происходить путем индукции при вихревом движении металлических масс ядра в магнитном поле [141]. При этом магнитным полем должно явиться поле, образованное самими же токами и непрерывно ими регенерируемое, аналогично тому, как это происходит в динамо-машинах, вследствие чего и сама теория получила название *динамо-эффекта*. Однако до начала регенерации, т. е. до начала вихревого движения, уже должно было иметься начальное поле, которое Я. Френкелем было постулировано без каких-либо обоснований. Такое постулирование, как признают в настоящее время, не имеет существенного значения, так как уже один гиромангнитный эффект, вызываемый вращением Земли вокруг оси, создает хотя и слабое поле (в 10^{11} раз меньше земного), но уже достаточное для возникновения эффекта регенерации. Время, прошедшее с момента образования Земли, было также вполне достаточным, чтобы магнитная энергия, соответствующая

современному состоянию магнитного поля Земли, успела накопиться. Регенерация прекратилась в тот момент, когда величина энергии радиоактивного распада радиоактивных элементов в ядре стала равной энергии рассеяния вследствие вязкости ядра и электросопротивления.

Основным вопросом в теории динамо-эффекта является вопрос о регенерации магнитного поля: каким образом может осуществляться такая регенерация.

Простейшей моделью регенерации явились бы, как и в модели В. Эльзассера, вихревые движения жидкой массы ядра, которые под влиянием сил Кориолиса должны происходить в плоскостях, перпендикулярных оси вращения. Движение такого вихря эквивалентно вращению диска радиусом a в магнитном поле, направление которого совпадает с осью вращения (рис. 132). Положим, что первоначальное поле \mathbf{B}_0 однородно и диск вращается с постоянной угловой скоростью ω . Тогда в диске в какой-либо его точке A возникает электрическое поле:

$$\mathbf{E} = (\mathbf{v} \times \mathbf{B}_0)/c,$$

где \mathbf{v} — линейная скорость, равная $\omega \times \mathbf{r}$. Положим, что \mathbf{v} , \mathbf{r} и \mathbf{B}_0 взаимно перпендикулярны (см. рисунок), тогда разность потенциалов между осью вращения и образующей диска

$$U = \int_0^a E dr = \omega a^2 B_0 / (2c).$$

Если теперь при помощи скользящих контактов k и l присоединить круговой контур C , расположенный соосно с диском, то в первый момент в нем потечет ток:

$$\Delta I = (1/2) (\sigma \omega a^2 / c) B_0,$$

где σ — проводимость цепи контура.

Магнитное поле \mathbf{b} такого контура будет параллельно оси вращения, но направление его может быть либо однонаправленным с вектором поля \mathbf{B}_0 , либо быть противоположным ему, в зависимости от того, как направлен ток в контуре — по часовой стрелке или против. Следовательно, общее поле, пронизывающее диск, будет $\mathbf{B} = \mathbf{B}_0 + \mathbf{b}$. Это поле должно при каждом обороте диска непрерывно увеличиваться или уменьшаться. Благодаря этому в диске будет появляться дополнительная э. д. с.:

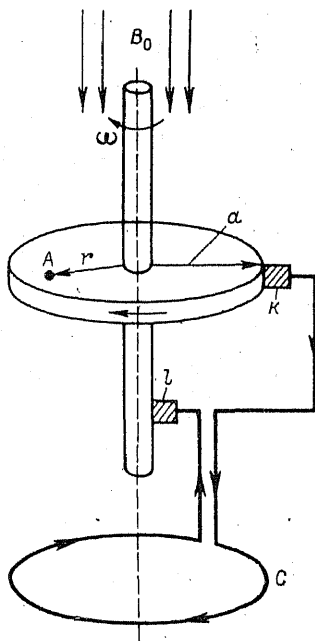


Рис. 132. Схема простого динамо.

Объяснения см. в тексте.

$$\Delta U_t = -\frac{1}{c} \cdot \frac{d\Phi}{dt} = \pm \frac{\pi a^2}{c} \cdot \frac{db}{dt}.$$

Предположим, что направление вектора поля \mathbf{b} совпадает с направлением вектора поля \mathbf{B}_0 , тогда, по правилу Кирхгофа, можем записать уравнение:

$$\omega a^2 (B_0 + b)/2 = Ic/\sigma + \pi a^2 (db/dt). \quad (201)$$

В первом приближении можно положить, что поле b , создаваемое контуром, $b = 2\pi I/(ca)$, а первоначальное поле B_0 очень мало, и им можно пренебречь. Тогда уравнение (201) примет вид:

$$2\pi^2 a (db/dt) = b (\omega a \pi - c^2/\sigma), \quad \mu = 1.$$

Это уравнение показывает, что для того чтобы поле b могло возрасти с течением времени, необходимо, чтобы скорость вращения удовлетворяла неравенству $\pi \omega a > c^2/\sigma$. Это и есть условие регенерации поля B_0 , которая прекратится, как только скорость вращения достигнет величины $\omega = c^2/(\pi a \sigma)$. Считая радиус вихря равным половине радиуса ядра, будем иметь, согласно (201), $\omega \approx 10^6/(3\pi \cdot 10^8) \approx 10^{-3}$ рад/с.

Такая модель обеспечивала бы необходимую величину поля b , однако при помощи ее очень трудно было бы понять, каким образом в ядре происходит замыкание электрической цепи через круговой контур. Кроме того, она не учитывает обратного влияния тока на движение вихря, которое не дает ему возможности располагаться в плоскости, параллельной экваториальной. Поэтому следует искать модель более сложного характера.

Одной из таких моделей является модель Э. Булларда [174],

основанная на строении ядра, состоящего из внутренней твердой и внешней жидкой фаз. Согласно этой модели, ядро вращается вокруг оси с меньшей скоростью, чем оболочка. Разность скоростей соответствует скорости западного дрейфа, а вихревые кольца в жидкой части ядра располагаются в меридиональных плоскостях, как схематически показано на рис. 133.

Теория, развитая Э. Буллардом, при помощи такой модели дает удовлетворительное объяснение образования дипольной части земного магнитного поля путем регенера-

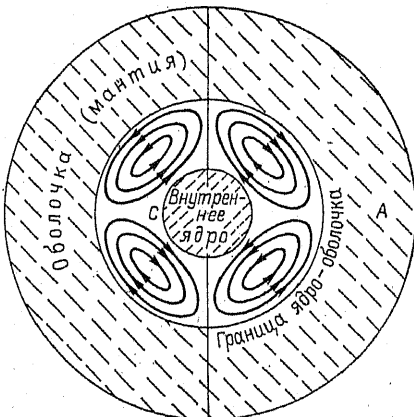


Рис. 133. Расположение вихрей в ядре Земли.

ции и находит ключ к пониманию таких явлений, как вековой ход и недипольная часть поля [174]. Поэтому ее приходится в настоящее время признать одной из наиболее приемлемых теорий земного магнетизма, не противоречащей нашим представлениям о внутреннем строении Земли и тех процессах, которые в ней происходят.

Математическое же обоснование этой теории, как и любой теории, основанной на динамо-эффекте, заключается в применении уравнений магнитной гидродинамики. Поэтому прежде чем переходить непосредственно к рассмотрению теории гидромагнитного динамо, необходимо ознакомиться с основными из этих уравнений и теми выводами, которые из них вытекают.

§ 4. Математическое обоснование теории динамо-эффекта

Математическая трактовка теории вихревого движения в ядре и возникновения в нем индукционных токов чрезвычайно затруднена и в общем виде до сих пор не получила своего решения. Объясняется это тем, что приходится одновременно решать уравнение гидродинамики (движение жидкости в ограниченном объеме) и уравнение электромагнитного поля, причем оба они нелинейны. Совокупность таких уравнений получила название *уравнений магнитной гидродинамики*. На них опирается теория динамо-эффекта не только для ядра, но и теории динамо-эффекта и гидродинамических волн для ионосферы и космической плазмы.

Для ядра, в котором магнитная проницаемость равна единице и отсутствуют токи смещения, уравнения электромагнитного поля получают следующий вид:

$$\operatorname{rot} \mathbf{B} = \frac{4\pi \mathbf{j}}{c}, \quad \operatorname{rot} \mathbf{E} = -\frac{1}{c} \cdot \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}; \quad (202)$$

при этом

$$\mathbf{j} = \sigma [\mathbf{E} + (1/c) (\mathbf{v} \times \mathbf{B})] \text{ и } \operatorname{div} \mathbf{B} = 0, \quad (203)$$

где σ — проводимость ядра; \mathbf{v} — скорость движения жидкой массы ядра. Следовательно,

$$\operatorname{rot} \mathbf{B} = \left(\frac{4\pi\sigma}{c} \right) [\mathbf{E} + (1/c) (\mathbf{v} \times \mathbf{B})].$$

Произведя операцию ротора в обеих частях этого уравнения и заменив $\operatorname{rot} \mathbf{E}$ его выражением из второго уравнения (202), получим:

$$\operatorname{rot} \operatorname{rot} \mathbf{B} = -\frac{4\pi\sigma}{c^2} \left[\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} - \operatorname{rot} (\mathbf{v} \times \mathbf{B}) \right]. \quad (204)$$

По формулам векторного анализа $\operatorname{rot} \operatorname{rot} \mathbf{B} = \nabla \operatorname{div} \mathbf{B} - \Delta \mathbf{B} = -\Delta \mathbf{B}$. Поэтому

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \frac{c^2}{4\pi\sigma} \Delta \mathbf{B} + \operatorname{rot} (\mathbf{v} \times \mathbf{B}). \quad (205)$$

Таким образом, четыре уравнения (202) и (203) сводятся к одному, в котором неизвестными являются \mathbf{v} и \mathbf{B} . Для нахождения их необходимо иметь второе уравнение, связывающее \mathbf{v} и \mathbf{B} , каковым и является уравнение гидродинамики — уравнение Навье — Стокса:

$$\rho d\mathbf{v}/dt = \sum_i \mathbf{F}_i, \quad (206)$$

где ρ — плотность жидкости и $\sum \mathbf{F}_i$ — сумма всех сил (внутренних и внешних), действующих на единицу объема жидкости. Полагая жидкость несжимаемой, к этому уравнению добавляем еще условие $\text{div } \mathbf{v} = 0$.

Скорость жидкости является функцией не только времени, но и координат каждой ее точки, поэтому полная производная от вектора \mathbf{v} по времени t согласно формулам векторного анализа будет $d\mathbf{v}/dt = \partial\mathbf{v}/\partial t + (\mathbf{v}\nabla)\mathbf{v}$.

К внутренним силам относятся силы трения, вызываемые вязкостью жидкости. Вязкое трение, по закону Ньютона, пропорционально градиенту скорости в направлении y , т. е. перпендикулярном направлению скорости движения, а сила, действующая на данный объем жидкости, будет определяться как разность вязких сил, действующих на два соседних объема в прямо противоположных направлениях. Поэтому, если действующая на первый объем сила трения равна $\eta(d\mathbf{v}/dt)$, где η — коэффициент вязкости, то на второй, соседний объем, находящийся на расстоянии Δy , эта сила будет $\eta(d\mathbf{v}/dy) + \eta(d^2\mathbf{v}/dy^2)\Delta y$. Разность же этих сил, отнесенных к единице расстояния, составит $\eta(d^2\mathbf{v}/dy^2)$, если предположить, что движение происходит по оси x . В общем же случае силы, обусловленные вязкостью, будут $\eta\Delta\mathbf{v}$, где Δ — оператор Лапласа.

Внешними силами могут быть сила тяжести, равная $\rho\mathbf{g}$; сила Кориолиса, равная $-2\rho(\boldsymbol{\omega} \times \mathbf{v})$; сила, обусловленная разностью давлений и выражаемая как $-\nabla p$; и, наконец, при наличии токов, электродинамическая сила $(1/c)(\mathbf{j} \times \mathbf{B})$, которую на основании уравнения Максвелла (202) можно представить как $(1/4\pi)\text{rot } \mathbf{B} \times \mathbf{B}$. Следовательно, уравнение (206) можно выразить как

$$\begin{aligned} \frac{d\mathbf{v}}{dt} + (\mathbf{v}\nabla)\mathbf{v} = \nu\Delta\mathbf{v} - 2\boldsymbol{\omega} \times \mathbf{v} - \frac{1}{\rho}\nabla p + \\ + \frac{1}{4\pi\rho}\text{rot } \mathbf{B} \times \mathbf{B} + \mathbf{g}, \end{aligned} \quad (207)$$

где $\nu = \eta/\rho$ — кинематический коэффициент вязкости. По аналогии с уравнением (207) в уравнении (205) коэффициент $c^2/(4\pi\sigma)$ при $\Delta\mathbf{B}$ получил название *магнитной вязкости*, которую будем обозначать ν_m .

Совокупность уравнений (205) и (207) и представляет собой уравнения магнитной гидродинамики. Решение их, как указывалось, в общем виде до сих пор не получено, поэтому приходится

для численных расчетов и для выявления некоторых закономерностей ограничиваться лишь некоторыми частными случаями. Так, уравнение (207) значительно упрощается, если предположить, что движение жидкости в ядре имеет медленный характер и вихревые кольца, как показано на рис. 133, имеют большой диаметр. В этом случае можно оценить порядок каждой силы в уравнении (207), если ввести характерные величины скорости v_0 и длины L , представляющие собой порядок скорости движения в ядре и длину, на протяжении которой скорость почти не меняется. Предполагается, что

$$v_0 = 0,1 \text{ см/с}, \quad L = 3 \cdot 10^8 \text{ см}. \quad (208)$$

Эти значения получены из предположения, что вековые вариации являются следствием токов в ядре и западный дрейф земного поля обусловлен движением ядра относительно оболочки, вследствие чего за v_0 принята скорость западного дрейфа, а за L — диаметр зоны векового хода. При таком предположении все производные можно заменить отношениями

$$\frac{\partial v}{\partial t} = \frac{\partial v}{\partial x} \cdot \frac{\partial x}{\partial t} = v \frac{dv}{dx} \approx \frac{v_0^2}{L}; \quad \Delta v = \frac{v_0}{L^2};$$

$$|(\mathbf{v} \nabla) \mathbf{v}| \approx v_0^2/L; \quad |\text{rot } \mathbf{B} \times \mathbf{B}| \approx B^2/L.$$

Отсюда, подставляя значения v_0 и L из равенства (208) и принимая для ядра, согласно данным § 3, $\rho = 10 \text{ г/см}^3$ и $10^{-3} < \nu < 10^9$, $B = 50 \text{ Э}$ (вихревое поле, согласно модели Э. Булларда), $\omega = 7 \cdot 10^{-5} \text{ рад/с}$ (скорость вращения Земли), получаем:

$$\text{силы инерции } \rho \frac{\partial v}{\partial t} \approx |(\mathbf{v} \nabla) \mathbf{v}| \approx 3 \cdot 10^{-10} \text{ дин};$$

$$\text{силы Кориолиса } |2\rho(\boldsymbol{\omega} \times \mathbf{v})| \approx 10^{-4} \text{ дин};$$

$$\text{электродинамические силы } (1/4\pi) \text{rot } \mathbf{B} \times \mathbf{B} \approx 8 \cdot 10^{-6} \text{ дин};$$

$$\text{вязкое трение } |\rho \nu \Delta \mathbf{v}| \approx 10^{-20} \div 10^{-8} \text{ дин}.$$

Как бы ни сомнительна была достоверность этих цифр, бесспорным все же остается то, что силы инерции и вязкое трение играют в вопросах магнитогидродинамики значительно меньшую роль, чем силы Кориолиса и электродинамические. Вследствие этого для некоторых случаев силами инерции и вязкостью можно пренебречь, тогда уравнение (207) получает вид:

$$(1/4\pi) \text{rot } \mathbf{B} \times \mathbf{B} = 2\rho(\boldsymbol{\omega} \times \mathbf{v}) + \nabla p - \rho \mathbf{g}. \quad (209)$$

Рассмотрим некоторые частные случаи.

1. Движения в жидком ядре в отсутствие магнитного поля. Предположим, что движение жидких масс в ядре вызывается одним лишь изменением плотности жидкости под влиянием неравномерного нагревания. Тогда предыдущее выражение примет вид:

$$2\rho(\boldsymbol{\omega} \times \mathbf{v}) = -\nabla p + \rho \mathbf{g}.$$

Это уравнение показывает, что внутренние силы давления и силы тяжести уравниваются силами Кориолиса. В гидродинамике это уравнение и получило название *геострофического*.

Положим, что ρ постоянная. Тогда $\nabla p = \nabla \rho g z = \rho g$, и, следовательно,

$$2\rho(\boldsymbol{\omega} \times \mathbf{v}) = 0. \quad (210)$$

Направим ось z по оси вращения Земли (ядра), в этом случае $\boldsymbol{\omega} = \omega_z$, и векторное произведение $\boldsymbol{\omega} \times \mathbf{v}$ будет иметь составляющие $(\boldsymbol{\omega} \times \mathbf{v})_x = -v_y \omega$; $(\boldsymbol{\omega} \times \mathbf{v})_y = v_x \omega$; $(\boldsymbol{\omega} \times \mathbf{v})_z = 0$. Поэтому уравнение (210) примет вид: $2\rho\omega(\partial v/\partial z) = 0$, и, следовательно,

$$\frac{\partial v}{\partial z} = \frac{\partial v_x}{\partial z} = \frac{\partial v_y}{\partial z} = \frac{\partial v_z}{\partial z} = 0.$$

Но на границе ядра $v_z = 0$, поэтому составляющая v_z во всех точках внутри ядра должна быть равна нулю, т. е. движение жидкости будет происходить лишь в плоскостях, перпендикулярных оси вращения Земли.

Такая зависимость для невязкой жидкости с постоянной плотностью и нулевой электропроводностью была установлена еще в 1921 г. Г. Тейлором экспериментально [300]. В последнее время экспериментальное подтверждение этой теоремы было произведено Р. Хайдом, который, помещая воду в цилиндрический сосуд B между двумя другими цилиндрическими сосудами A и C (рис. 134), вращал платформу с сосудами с разными скоростями [217]. Сосуд A наполнялся горячей водой, сосуд C — льдом. Для наблюдения за вихревым движением воды, вызванным разностью температур внутренней и внешней стенок сосуда B , в воду подмешивались во взвешенном состоянии мелкие частицы видимого порошка.

Когда скорость вращения цилиндра была невелика, вихри располагались хаотично, в различных плоскостях. При увеличении скорости жидкости происходил постепенный переход вихрей в горизонтальную плоскость, а при достижении определенной скорости

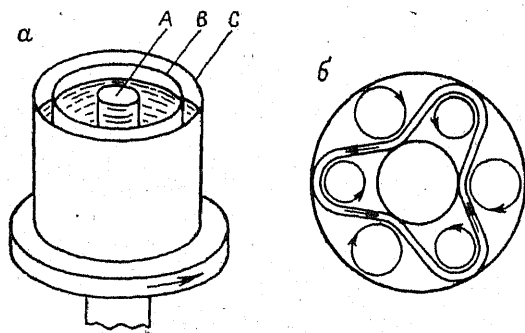


Рис. 134. Опыт Хайда, подтверждающий возникновение вихрей в горизонтальной плоскости.

a — схема опыта: A — сосуд, наполненный горячей водой, C — сосуд, наполненный льдом; B — сосуд с исследуемой жидкостью; b — расположение вихрей.

все вихри располагались в горизонтальных плоскостях. Направление этих вихрей в горизонтальной плоскости схематически показано на рис. 134б. Этот факт и дал основание Я. Френкелю, В. Эльзассеру и другим ученым высказать предположение, что совпадение магнитной оси с осью вращения обусловлено тем, что вихревые движения в ядре под влиянием сил Кориолиса располагаются в плоскостях, параллельных экваториальной плоскости. Однако, как было указано в предыдущем параграфе, силы Кориолиса одного порядка с электродинамическими, но разнонаправленны, и поэтому не дают возможности расположиться вихревым кольцам в плоскостях, параллельных экватору.

2. Ламинарное движение проводящей жидкой среды перпендикулярно магнитному полю \mathbf{B}_0 . Предположим, что жидкость движется прямолинейно, перпендикулярно вектору магнитного поля. При таком движении в ней возникают индукционный ток \mathbf{j} и соответствующее ему магнитное поле \mathbf{b} , которое, взаимодействуя с полем \mathbf{B}_0 , изменяет скорость \mathbf{v} . Следовательно, \mathbf{b} и \mathbf{v} будут функциями координат и времени. Положим, что \mathbf{b} и \mathbf{v} настолько малы, что квадратами этих величин и их произведениями можно пренебречь. Кроме того, будем считать, что все величины (такие, как b , v , p) зависят только от координаты z , совпадающей по направлению с вектором поля \mathbf{B}_0 , которое остается постоянным. Рассмотрим два случая.

а). Жидкость является идеальным проводником ($\sigma = \infty$) и вязкость ее настолько мала, что членом $\nu \Delta \mathbf{v}$ можно пренебречь. В этом случае уравнения (205) и (207) принимают вид:

$$\frac{\partial \mathbf{b}}{\partial t} = \text{rot}(\mathbf{v} \times \mathbf{B}), \quad \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} = -\frac{1}{\rho} \nabla p + \frac{1}{4\pi\rho} \text{rot} \mathbf{B} \times \mathbf{B} + \mathbf{g}.$$

При этом $\mathbf{B} = \mathbf{B}_0 + \mathbf{b}$. По формулам векторного анализа

$$\text{rot}(\mathbf{v} \times \mathbf{B}) = (\mathbf{B} \nabla) \mathbf{v} - (\mathbf{v} \nabla) \mathbf{B},$$

$$\text{rot} \mathbf{B} \times \mathbf{B} = (\mathbf{B} \nabla) \mathbf{B} - (1/2) \nabla B^2.$$

Заменяя в этих выражениях вектор \mathbf{B} его суммой и пользуясь тем, что $B_0 = \text{const}$, а \mathbf{b} и \mathbf{v} зависят только от z и t , после простых преобразований получаем:

$$\begin{aligned} \frac{\partial b_x}{\partial t} &= B_0 \frac{\partial v_x}{\partial z}, & \frac{\partial v_x}{\partial t} &= \frac{B_0}{4\pi\rho} \cdot \frac{\partial b_x}{\partial z}, \\ \frac{\partial b_y}{\partial t} &= B_0 \frac{\partial v_y}{\partial z}, & \frac{\partial v_y}{\partial t} &= \frac{B_0}{4\pi\rho} \cdot \frac{\partial b_y}{\partial z}, \\ \frac{\partial b_z}{\partial t} &= 0, & \frac{\partial v_z}{\partial t} &= -\frac{1}{\rho} \cdot \frac{\partial p_z}{\partial z} - \frac{1}{8\pi\rho} \cdot \frac{\partial b^2}{\partial z} + g. \end{aligned} \quad (211)$$

По условию ∇p может иметь лишь одну составляющую $\partial p_z / \partial z$, под влиянием которой жидкость будет двигаться в направлении

оси z . Однако изменения скорости в этом направлении не может быть ($\partial v/\partial z=0$), вследствие чего необходимо принять $\partial p_z/\partial z = -\rho g=0$. Кроме того, как было указано, величиной b^2 можно пренебречь; в таком случае $\partial v_z/\partial t=0$.

Таким образом, поле \mathbf{b} и скорость \mathbf{v} при движении жидкости могут меняться лишь в плоскости xy , перпендикулярной направлению вектора поля \mathbf{B}_0 . Если первоначально $b_z=v_z=0$, то и в дальнейшем обе эти составляющие будут равны нулю.

Уравнения (211) показывают, что при тех условиях, которые были поставлены выше, векторы \mathbf{b} и \mathbf{v} всегда будут однонаправленны. В векторной форме уравнения (211) принимают вид

$$\frac{\partial \mathbf{b}}{\partial t} = B_0 \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial z}, \quad \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} = \frac{B_0}{4\pi\rho} \cdot \frac{\partial \mathbf{b}}{\partial z}.$$

Исключив из этих уравнений сначала \mathbf{b} , а затем \mathbf{v} , получим два новых уравнения:

$$\frac{\partial^2 \mathbf{v}}{\partial t^2} = \frac{B_0^2}{4\pi\rho} \cdot \frac{\partial^2 \mathbf{v}}{\partial z^2}, \quad \frac{\partial^2 \mathbf{b}}{\partial t^2} = \frac{B_0^2}{4\pi\rho} \cdot \frac{\partial^2 \mathbf{b}}{\partial z^2}. \quad (212)$$

Эти уравнения представляют собой обычные уравнения плоских волн, распространяющихся в направлении оси z со скоростью

$$u = B_0/\sqrt{4\pi\rho}. \quad (213)$$

Частными решениями этих уравнений являются функции

$$\mathbf{v} = \mathbf{v}_0 \exp\left[i\omega\left(t - \frac{z}{u}\right)\right], \quad \mathbf{b} = \mathbf{b}_0 \exp\left[i\omega\left(t - \frac{z}{u}\right)\right]. \quad (214)$$

Подставляя эти решения в уравнения (212), можно найти отношение между амплитудами v_0 и b_0 , которое имеет вид $b_0 = \sqrt{4\pi\rho} v_0$.

Таким образом, теоретическое рассмотрение показывает, что при движении жидкости с бесконечной проводимостью перпендикулярно вектору поля \mathbf{B}_0 в направлении этого поля возникают одновременно гидродинамическая и электромагнитная волны, распространяющиеся с одной и той же скоростью. Эти волны были теоретически открыты Х. Альвеном и получили название *магнито-гидродинамических волн* (МГД-волн), или *волн Альвена* [3*].

Эти волны по существу являются поперечными, так как движение жидкости происходит в направлении оси x , а волны распространяются вдоль оси z . Казалось бы, что в жидкости поперечные волны не должны существовать ввиду отсутствия в ней сил, противодействующих сдвигу (модуль сдвига $\mu'=0$). Однако в данном случае такой противодействующей силой является электро-динамическая $(1/c)(\mathbf{j} \times \mathbf{B})$, всегда направленная в сторону, противоположную скорости движения жидкости.

Поясним это вслед за Альвеном на примере идеализированного случая движения, когда внутри безграничной жидкости движется в направлении оси y прямоугольный столб бесконечной длины с площадью сечения $abcd$ (рис. 135). При этом однородное магнитное поле направлено вдоль оси z .

Электродвижущая сила \mathcal{E} , возникающая при движении согласно уравнению (203), будет направлена внутри столба вдоль оси x , а следовательно, в том же направлении потечет и ток j . Так как \mathcal{E} ограничена лишь площадью $abcd$, вне которой она равна нулю, то при выходе из прямоугольника $abcd$ ток должен замкнуться через неподвижные слои жидкости как сверху, так и снизу, как показано на рис. 135.

Взаимодействие тока j с магнитным полем B_0 создает силу на единицу объема, равную $(1/c)(j \times B_0)$, которая внутри прямоугольника будет направлена против v , а сверху и снизу его — по направлению v . В первом случае она затормозит движение, во втором, наоборот, приведет в движение как верхний, так и нижний слои жидкости. Но как только возникнет движение в этих слоях, начнется обратный процесс, оба слоя будут тормозиться, а слои, лежащие выше и ниже $abcd$, придут в движение. Этот процесс будет распространяться все дальше и дальше как вверх, так и вниз, что и представит собой процесс распространения поперечных волн вдоль оси z .

По законам механики упругих сред скорость поперечной волны выражается формулой $v = \sqrt{(\mu'/\rho)}$, где μ' — модуль сдвига среды. Сравнивая эту формулу с выражением для скорости волн Альвена (213), можно видеть, что модулем сдвига в этом случае является величина $\mu' = B_0^2/(4\pi)$.

Магнитное поле b , складываясь векторно с полем B_0 , исказит его, и силовые линии, представлявшие собой до начала движения жидкости прямые линии, параллельные оси z , после возникновения движения будут периодически меняться. Дифференциальное уравнение силовой линии в этом случае должно иметь вид $dy/dz = b/B_0 = \tan \alpha$, где α — угол, составляемый касательной к си-

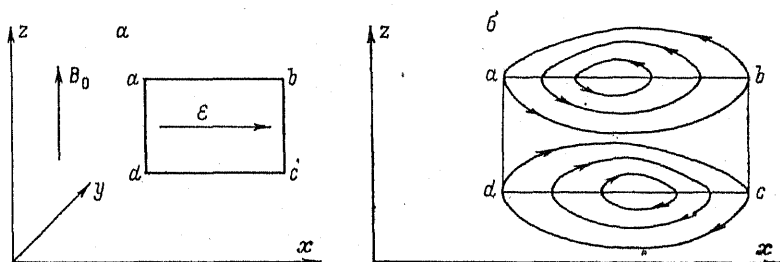


Рис. 135. Возникновение э.д.с. при движении прямоугольного столба жидкости в однородном магнитном поле.

a — схема столба; b — система токов.

ловой линии с осью y . Подставляя значение b из (214) и интегрируя, получаем уравнение силовой линии в явном виде:

$$y = y_0 + ib \exp[i\omega(t - z/u)]/(\omega B_0),$$

т. е. силовая линия будет совершать волнообразное движение с той же скоростью, что v и b , но сдвинутое по фазе на 90° . Наблюдателю в этом случае будет казаться, что силовые линии первоначального поля B_0 целиком увлекаются потоком жидкости, перемещаясь вместе с ней и совершая такие же колебательные движения. Отсюда и появился термин *вмороженные силовые линии*, обозначающий, что силовые линии магнитного поля крепко связаны с жидкостью, обладающей проводимостью.

б). Жидкая среда имеет конечную проводимость σ , и, следовательно, членом $v_m \Delta \mathbf{B}$ в уравнении (205) пренебречь нельзя. Уравнения (205) и (207) после соответствующих преобразований, аналогичных предыдущим, принимают вид (при $v_x = 0$):

$$\frac{\partial v_y}{\partial t} = \frac{B_0}{4\pi\rho} \cdot \frac{\partial b_y}{\partial z}, \quad \frac{\partial b_y}{\partial t} = B_0 \frac{\partial v_y}{\partial z} + v_m \frac{\partial^2 b_y}{\partial z^2}. \quad (215)$$

После исключения из этих уравнений v_y будем иметь:

$$\frac{\partial^2 b_y}{\partial t^2} = \frac{B_0^2}{4\pi\rho} \cdot \frac{\partial^2 b_y}{\partial z^2} + v_m \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\partial^2 b_y}{\partial z^2} \right). \quad (216)$$

Это уравнение является также волновым и отличается от соответствующего уравнения (212) лишь членом, выражающим влияние магнитной вязкости на распространение волны b . Это влияние скажется лишь на амплитуде b_0 , которая будет экспоненциально убывать с расстоянием; скорость же распространения останется той же, что и в (214). Действительно, легко показать, что выражения

$$b = b_0 \exp\left(-\frac{z}{z_0}\right) \exp\left[i\omega\left(t - \frac{z}{u}\right)\right], \\ v = v_0 \exp\left(-\frac{z}{z_0}\right) \exp\left[i\omega\left(t - \frac{z}{u}\right)\right],$$

где $z_0 = 2u^2 v_m / \omega^2$, удовлетворяют уравнениям (215) и (216), т. е. магнитогидродинамические волны в среде с конечной проводимостью распространяются с затухающей амплитудой. Энергия колебательного движения в этом случае тратится на выделение джоулевого тепла.

Магнитогидродинамические волны были открыты Х. Альве-ном теоретически и долгое время оставались экспериментально неподтвержденными. Однако в 1949 г. С. Ландквист наблюдал их в сосуде, наполненном ртутью и помещенном в сильное магнитное поле (до 10 000 Э) [244]. Подобные же эксперименты Б. Ленерт произвел с жидким натрием и также доказал существование таких волн [242].

§ 5. Вращение проводящей сферы в постоянном магнитном поле

Теория Э. Булларда, объясняющая происхождение главного магнитного поля Земли эффектом самовозбуждения [170], по существу является решением уравнений магнитной гидродинамики для частного случая вращения жидкой проводящей сферы радиусом d в постоянном магнитном поле. При этом скорость движения жидкости задана в форме $\mathbf{v} = \boldsymbol{\omega} \times \mathbf{r}$, где $\boldsymbol{\omega}$ — угловая скорость, которая считается постоянной; r — расстояние движущейся точки от оси вращения. Поэтому уравнение (207) отпадает, и остается уравнение (205), в котором $c^2/(4\pi\sigma) \equiv v_m$:

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = v_m \Delta \mathbf{B} + \text{rot}(\mathbf{v} \times \mathbf{B}). \quad (217)$$

Для решения этого уравнения необходимо привести его к одной из форм линейных дифференциальных уравнений второго порядка, рассматриваемых в курсах математической физики. Наиболее просто это достигается введением сферической системы координат (r, θ, λ) , в которой вектор \mathbf{v} будет иметь лишь одну составляющую $v = v_\lambda = \omega r \sin \theta$ ($v_r = v_\theta = 0$), а векторное произведение $\mathbf{v} \times \mathbf{B}$ — две: $(\mathbf{v} \times \mathbf{B})_r = -v B_\theta$, $(\mathbf{v} \times \mathbf{B})_\theta = v B_r$, $(\mathbf{v} \times \mathbf{B})_\lambda = 0$. Вследствие этого $\text{rot}(\mathbf{v} \times \mathbf{B})$ выразится через составляющие следующим образом:

$$\begin{aligned} \text{rot}_r(\mathbf{v} \times \mathbf{B}) &= -\frac{1}{r \sin \theta} \cdot \frac{\partial (v B_r)}{\partial \lambda} = -\frac{\partial B_r}{\partial \lambda} \omega, \\ \text{rot}_\theta(\mathbf{v} \times \mathbf{B}) &= -\frac{1}{r \sin \theta} \cdot \frac{\partial (v B_\theta)}{\partial \lambda} = -\frac{\partial B_\theta}{\partial \lambda} \omega, \\ \text{rot}_\lambda(\mathbf{v} \times \mathbf{B}) &= \frac{1}{r} \left[\frac{\partial (r v B_r)}{\partial r} + \frac{\partial (v B_\theta)}{\partial \theta} \right] = \\ &= \omega \left[\frac{\sin \theta}{r} \cdot \frac{\partial (r^2 B_r)}{\partial r} + \frac{\partial (\sin \theta B_\theta)}{\partial \theta} \right]. \end{aligned} \quad (218)$$

Пользуясь условием, что $\text{div} \mathbf{B} = 0$, выраженным в сферических координатах, последнее выражение для $\text{rot}_\lambda(\mathbf{v} \times \mathbf{B})$ легко привести к виду

$$\text{rot}_\lambda(\mathbf{v} \times \mathbf{B}) = -\omega (\partial B_\lambda / \partial \lambda). \quad (219)$$

Сопоставляя выражения (218) и (219) для составляющих ротора, видим, что $\text{rot}(\mathbf{v} \times \mathbf{B}) = -\omega (\partial \mathbf{B} / \partial \lambda)$, и, следовательно, уравнение (217) в сферических координатах примет вид:

$$\partial \mathbf{B} / \partial t = v_m \Delta \mathbf{B} - \omega (\partial \mathbf{B} / \partial \lambda). \quad (220)$$

Решая это уравнение методом Фурье (разделения переменных), т. е. полагая $\mathbf{B} = \mathbf{B}_0 \varphi(t)$, где $\varphi(t)$ — функция одной переменной t ,

и принимая во внимание, что B должна быть функцией, затухающей с течением времени t , получаем с точностью до постоянного множителя $\mathbf{B} = \mathbf{B}_0 \exp(-pt)$, где p — некоторая постоянная величина, вещественная или мнимая. Так как вектор \mathbf{B} должен быть периодической функцией долготы λ , то его можно представить как $\mathbf{B} = \mathbf{B}_1 \exp(im\lambda) \exp(-pt)$. Подставляя это значение \mathbf{B} в уравнение (220), получаем следующее уравнение: $v_m \Delta \mathbf{B}_1 = (im\omega - p) \mathbf{B}_1$ (здесь m — целое число), которому должна удовлетворять функция \mathbf{B} . Обозначая $i\omega m - p = v_m k^2$, будем иметь

$$\Delta \mathbf{B}_1 = k^2 \mathbf{B}_1. \quad (221)$$

Чтобы решить это векторное уравнение, выразим вектор \mathbf{B}_1 через скалярную функцию ψ , для чего представим вектор \mathbf{B}_1 как сумму двух векторов \mathbf{B}_T и \mathbf{B}_S , т. е. $\mathbf{B}_1 = \mathbf{B}_T + \mathbf{B}_S$. При этом \mathbf{B}_T направлен по касательной к сфере радиусом r , а вектор \mathbf{B}_S — по перпендикуляру к \mathbf{B}_T . Первый из них — \mathbf{B}_T получил название *тороидального*, а второй — \mathbf{B}_S — *полоидального* векторов. Теперь мы можем \mathbf{B}_T представить в виде $\mathbf{B}_T = -\mathbf{r} \times \nabla \psi$, где ψ — скалярная функция координат r и θ . Так как $\text{rot } \mathbf{r} = 0$, то, заменяя векторное произведение по формулам векторного анализа через ротор, получаем

$$\mathbf{B}_T = \text{rot}(\mathbf{r}, \psi). \quad (222)$$

По условию вектор \mathbf{B}_S должен быть перпендикулярен \mathbf{B}_T , поэтому его можно выбрать так, чтобы выполнялось равенство

$$\mathbf{B}_S = k r \psi + \nabla \psi / k. \quad (223)$$

Условия (222) и (223) совместно с условием $\mathbf{B}_1 = \mathbf{B}_T + \mathbf{B}_S$ полностью определяют значения векторов \mathbf{B}_T и \mathbf{B}_S и скалярной функции ψ . Из равенства (223) вытекает, что

$$\text{rot } \mathbf{B}_S = k \text{rot}(\mathbf{r}, \psi) = k \mathbf{B}_T \text{ или } \mathbf{B}_T = \text{rot } \mathbf{B}_S / k. \quad (224)$$

Так как вектор $\mathbf{B}_1 = \mathbf{B}_T + \mathbf{B}_S$ удовлетворяет уравнению (221), то и каждая из его составляющих также должна удовлетворять этому уравнению. Поэтому, взяв ротор от обеих частей уравнения (224), получим $\text{rot rot } \mathbf{B}_S = k \text{rot } \mathbf{B}_T$, а так как $\text{rot rot } \mathbf{B}_S = -\Delta \mathbf{B}_S$, то

$$k \text{rot } \mathbf{B}_T = -k^2 \mathbf{B}_S \text{ или } \mathbf{B}_S = -\text{rot } \mathbf{B}_T / k. \quad (225)$$

Таким образом, формулы (224) и (225) показывают, что тороидальный и полоидальный векторы выражаются один через другой. Поэтому, зная \mathbf{B}_T , можно найти \mathbf{B}_S , и наоборот.

Подставив значение составляющей \mathbf{B}_T из уравнения (222) в уравнение (221), получим

$$\Delta \psi = k^2 \psi, \quad (226)$$

т. е. функция ψ также удовлетворяет этому уравнению.

Уравнение (226) есть обычное уравнение Гельмгольца, общий интеграл которого представляет сумму следующих членов с постоянными коэффициентами a_n^m :

$$\psi = a_n^m (kr)^{-1/2} J_{n+1/2}(kr) P_n^m(\cos \theta) \quad (227)$$

или

$$\psi = a_n^m (kr)^{-1/2} Y_{n+1/2}(kr) P_n^m(\cos \theta),$$

где $J_{n+1/2}(kr)$ и $Y_{n+1/2}(kr)$ — функции Бесселя первого и второго родов от комплексного переменного kr ; P_n^m — присоединенный полином Лежандра. Функция $J_{n+1/2}$ относится к случаю, когда решение уравнения для $r=0$ имеет конечное значение, а $Y_{n+1/2}$ — когда B обращается в бесконечность при $r=0$, т. е. для случая дипольного поля. Постоянные a_n^m находятся из пограничных условий, каковыми являются равенство нулю составляющей плотности тока j_r и непрерывность составляющих B_r , B_θ , B_λ , а также составляющих напряженности электрического поля E_θ и E_λ . Эти составляющие находятся из уравнений Максвелла при известных B_r , B_θ и B_λ .

Таким образом, задача о вращении сферы в магнитном поле решается полностью в самом общем виде. Однако доведение этих решений до численных результатов встречает большие трудности, так как в общий интеграл (227) уравнения (226) входит бесселева функция от комплексного аргумента. Поэтому Э. Булларду пришлось специально заняться вопросом вычисления бесселевых функций мнимого аргумента, т. е. функций вида

$$\sqrt{\frac{\pi}{2\sqrt{i}}} x J_{n+1/2}(\sqrt{i}x) \text{ и } \sqrt{\frac{\pi}{2\sqrt{i}}} x Y_{n+1/2}(\sqrt{i}x).$$

Из уравнений (202) и (224) следует, что плотность тока j_s , соответствующая тороидальному полю B_T , должна иметь вид:

$$j_s = kcB_T/(4\pi), \quad (228)$$

а плотность тока j_T , соответствующая полоидальному полю B_s из соотношений (202) и (224), равна:

$$j_T = -kcB_s/(4\pi). \quad (229)$$

Ясно, что j_s — вектор плотности полоидального тока, а j_T — плотности тороидального тока.

Значения компонент тороидального и полоидального полей согласно формулам (222), (223) и (227) выразятся, если опустить постоянные члены a_n^m , как

$$B_{Tr} = 0,$$

$$B_{T\theta} = im(kr)^{-1/2} J_{n+1/2}(kr) \frac{P_n^m(\cos \theta)}{\sin \theta} \exp(im\lambda) \exp(-pt),$$

$$\begin{aligned}
 B_{T\lambda} &= -(kr)^{-1/2} J_{n+1/2}(kr) \frac{dP_n^m(\cos \theta)}{d\theta} \exp(im\lambda) \exp(-pt), \\
 B_{Sr} &= n(n+1)(kr)^{-3/2} J_{n+1/2}(kr) P_n^m(\cos \theta) \exp(im\lambda) \exp(-pt), \\
 B_{S\theta} &= (kr)^{-3/2} [(kr) J_{n-1/2}(kr) - n J_{n+1/2}(kr)] \frac{dP_n^m(\cos \theta)}{d\theta} \times \\
 &\quad \times \exp(im\lambda) \exp(-pt), \\
 B_{S\lambda} &= im(kr)^{-3/2} [(kr) J_{n-1/2}(kr) - n J_{n+1/2}(kr)] \frac{P_n^m(\cos \theta)}{\sin \theta} \times \\
 &\quad \times \exp(im\lambda) \exp(-pt),
 \end{aligned} \tag{230}$$

а составляющие векторов \mathbf{j}_T и \mathbf{j}_S можно будет найти простым умножением на $kc/(4\pi)$.

Рассмотрим, какой вид имеет тороидальное поле на поверхности сферы для двух частных случаев решения, когда $n=1$ и $n=2$. На сфере $r=\text{const}$, поэтому функции от r в выражениях (230) можно положить равными единице. В таком случае составляющие тороидального вектора для вещественной части (Re) и мнимой (Im) при $n=1$ и $n=2$ примут значения, приведенные в табл. 17. Наглядное представление о распределении вихревого поля дает рис. 136, на котором показан ход силовых линий на поверхности сферы, соответствующих каждой из формул (230). Как

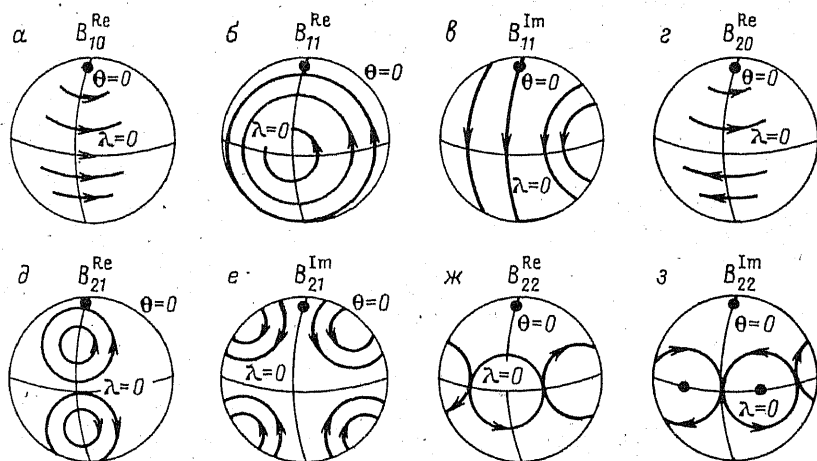


Рис. 136. Распределение вихревого (тороидального) поля на поверхности сферы при разных параметрах n и m .

а — $B_{Tr}=0$, $B_{T\theta}=0$, $B_{T\lambda}=R \sin \theta$; б — $B_{Tr}=0$, $B_{T\theta}=R \sin \lambda$, $B_{T\lambda}=R \cos \theta \cos \lambda$; в — $B_{Tr}=0$, $B_{T\theta}=R \cos \lambda$, $B_{T\lambda}=-R \cos \theta \sin \lambda$; г — $B_{Tr}=0$, $B_{T\theta}=0$, $B_{T\lambda}=(3R \sin 2\theta)/2$; д — $B_{Tr}=0$, $B_{T\theta}=- (3R \cos \theta \sin \lambda)/2$, $B_{T\lambda}=-(3R \cos 2\theta \cos \lambda)/2$; е — $B_{Tr}=0$, $B_{T\theta}=(3R \cos \theta \cos \lambda)/2$, $B_{T\lambda}=-(R \cos 2\theta \sin \lambda)/2$; ж — $B_{Tr}=0$, $B_{T\theta}=-3R \sin \theta \sin 2\lambda$, $B_{T\lambda}=-(3R \sin 2\theta \cos 2\lambda)/2$; з — $B_{Tr}=0$, $B_{T\theta}=-3R \sin \theta \cos 2\lambda$, $B_{T\lambda}=-(3R \sin 2\theta \sin 2\lambda)/2$.

ТАБЛИЦА 17

Вещественная и мнимая части вектора торондального поля

n	m	B_{θ}^{Re}	B_{λ}^{Re}	B_{θ}^{Im}	B_{λ}^{Im}
1	0	0	$\sin \theta$	0	0
1	1	$\sin \theta$	$\cos \theta \cos \lambda$	$\cos \lambda$	$-\cos \theta \sin \lambda$
2	0	0	$(3/2) \sin 2\theta$	0	0
2	1	$-(3/2) \cos \theta \times \sin \lambda$	$-(3/2) \cos 2\theta \times \cos \lambda$	$(3/2) \cos \theta \times \cos \lambda$	$-(3/2) \cos 2\theta \times \sin \lambda$
2	2	$-(3/2) \sin \theta \times \sin 2\lambda$	$-(3/2) \sin 2\theta \times \cos 2\lambda$	$-3 \sin \theta \cos 2\lambda$	$-(3/2) \sin 2\theta \times \sin 2\lambda$

видно, магнитное поле внутри вращающейся проводящей сферы может принимать разнообразные формы, которые будут зависеть от пограничных условий.

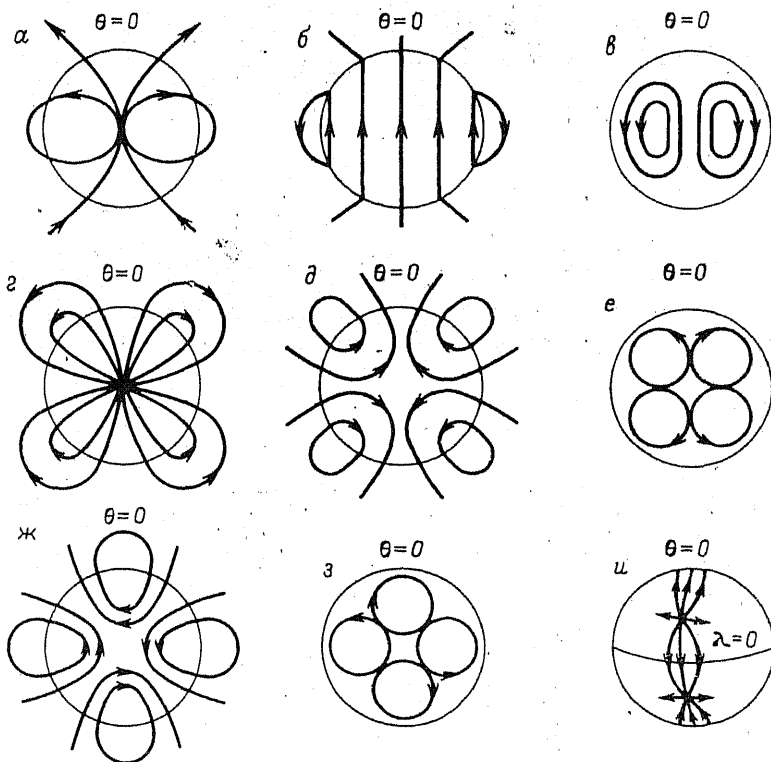


Рис. 137. Распределение полондального поля в меридиональном сечении ядра для $n=1$, $n=2$, $m=0$ и $m=1$ (а—е), а также на поверхности сферы (у) при $m=1$ и $n=2$.

Такое же разнообразие структуры имеет и полоидальное поле, представленное на рис. 137, где силовые линии показаны в меридиональных плоскостях и на поверхности сферы.

Таким образом, даже в случае простой формы движения жидкости в проводящей сфере в ней возникает чрезвычайное сложное распределение магнитных полей.

§ 6. Теорема о невозможности аксиально-симметричного динамо

Наиболее важным результатом исследований кинематического динамо является доказательство невозможности существования динамо, в котором поле и скорость не зависели бы от координаты φ в некоторой системе цилиндрических координат ρ, φ, z , т. е. аксиально-симметричного динамо. Эта теорема впервые была доказана Т. Каулингом [184] и затем обобщена Г. Бакусом и С. Чандрасекаром [157]. Приведем доказательство теоремы Т. Каулинга в наиболее общем виде, выполненное С. Брагинским [28]. Рассмотрим в цилиндрической системе координат ρ, φ, z однородную проводящую жидкость в объеме, имеющем форму вращения с осью симметрии z ; расстояния от оси будем обозначать координатой ρ . Единичные векторы (орты) цилиндрической системы координат обозначим через $\mathbf{e}_\rho, \mathbf{e}_\varphi$ и \mathbf{e}_z . Уравнение индукции (205) запишем в виде

$$\partial \mathbf{A} / \partial t + \nabla \Phi - \mathbf{v} \times \mathbf{B} = -v_m \operatorname{rot} \mathbf{B}, \quad (231)$$

где \mathbf{A} — векторный потенциал поля, связанный с ним соотношением $\mathbf{B} = \operatorname{rot} \mathbf{A}$; $(1/c)\Phi$ — скалярный потенциал; \mathbf{v} — скорость проводящей среды. Будем отмечать индексом ρ меридиональные составляющие векторов. Для поля \mathbf{B} в случае аксиальной симметрии получаем:

$$\mathbf{B} = \mathbf{e}_\varphi B + \mathbf{B}_\rho, \quad \mathbf{B}_\rho = \operatorname{rot}(\mathbf{e}_\varphi A) = (1/\rho)(\nabla(\rho A) \times \mathbf{e}_\varphi), \quad (232)$$

где через B и A обозначены азимутальные компоненты поля и векторного потенциала. Из (232) находим:

$$\operatorname{rot} \mathbf{B} = -\mathbf{e}_\varphi \Delta_1 A + \operatorname{rot}(\mathbf{e}_\varphi B), \quad (233)$$

$$\operatorname{rot} \operatorname{rot} \mathbf{B} = -\mathbf{e}_\varphi \Delta_1 B - \operatorname{rot}(\mathbf{e}_\varphi \Delta_1 A), \quad (234)$$

где оператор Δ_1 для функции $f(z, \rho)$ будет

$$\Delta_1 = \frac{\partial}{\partial \rho} \cdot \frac{1}{\rho} \cdot \frac{\partial}{\partial \rho} \rho + \frac{\partial^2}{\partial z^2} = \nabla^2 - \frac{1}{\rho^2},$$

$$\nabla^2 = \frac{\partial^2}{\partial \rho^2} + \frac{1}{\rho} \cdot \frac{\partial}{\partial \rho} \rho + \frac{\partial^2}{\partial z^2},$$

причем ∇^2 — оператор Лапласа. Взяв проекции уравнений (205) и (231) на ось φ и учитывая, что $\text{div} \mathbf{v} = \text{div} \mathbf{v}_p = 0$, $\partial \Phi / \partial \varphi = 0$, $v_m = \text{const}$, получаем следующие уравнения для A и B :

$$\frac{\partial A}{\partial t} + \frac{1}{\rho} (\mathbf{v}_p, \nabla \rho A) = v_m \Delta_1 A, \quad (235)$$

$$\frac{\partial B}{\partial t} + \rho \left(\mathbf{v}_p, \nabla \frac{B}{\rho} \right) - \left[\nabla \frac{v}{\rho}, \nabla \rho A \right]_\varphi = v_m \Delta_1 B, \quad (236)$$

где v — азимутальная компонента скорости. Вне объема V_1 , занятого жидкостью, полагаем $\sigma = 0$, следовательно, тока нет, и, согласно (233) и (234):

$$\Delta_1 A = 0, \quad B = 0. \quad (237)$$

На границе жидкости непрерывны магнитное поле, вектор-потенциал и его градиент. Умножим выражение (235) на $\rho^2 A$ и проинтегрируем по объему V_1 , занятому жидкостью. Тогда

$$\rho^2 A \frac{\partial A}{\partial t} + \rho A v_p \nabla (\rho A) = \rho^2 A v_m \Delta_1 A, \\ \int_{V_1} \rho^2 A \frac{\partial A}{\partial t} dV + \int_{V_1} \rho A v_p \nabla (\rho A) dV = \int_{V_1} \rho^2 A v_m \Delta_1 A dV. \quad (238)$$

Умножим уравнение (237) на $v_m \rho^2 A$ и проинтегрируем по всему наружному объему V_2 :

$$v_m \rho^2 A \Delta_1 A = 0, \quad \int_{V_2} v_m \rho^2 A \Delta_1 A dV = 0. \quad (239)$$

Сложим выражения (238) и (239) и получим

$$\int_{V_1} \rho^2 A \frac{\partial A}{\partial t} dV + \int_{V_1} \rho A v_p \nabla (\rho A) dV = \int_{V_1} \rho^2 v_m A \Delta_1 A dV + \\ + \int_{V_2} v_m \rho^2 A \Delta_1 A dV = \int_{V_1 + V_2} v_m \rho^2 A \Delta_1 A dV. \quad (240)$$

$$\text{Но } \int_{V_1} \rho A v_p \nabla (\rho A) dV = \int_{V_1} v_p \nabla \frac{(\rho A)^2}{2} dV = \int_{V_1} \text{div} \left(v_p \frac{\rho^2 A^2}{2} \right) dV.$$

Этот интеграл исчезает после преобразования в интеграл по поверхности, так как на границе жидкости нормальная компонента скорости равна нулю. Член, пропорциональный $\Delta_1 A$, преобразуется к следующему виду:

$$\rho^2 A \Delta_1 A = \text{div} (\rho A \nabla \rho A - e_\varphi \rho A^2) - (\nabla \rho A)^2.$$

Интеграл, содержащий дивергенцию выражения $v_p \rho^2 A^2 / 2$, исчезает после преобразования в интеграл по бесконечно удаленной поверхности (внешние источники поля отсутствуют). Следовательно, выражение (240) можно записать:

$$\int_{V_1} \rho^2 A \frac{\partial A}{\partial t} dV = -v_m \int_{V_1 + V_2} (\nabla \rho A)^2 dV.$$

Аналогичные преобразования выполним с уравнением (236), умножив его на B/ρ^2 . В результате получим:

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_{V_1} \frac{1}{2} (\rho A)^2 dV = -v_m \int_{V_1+V_2} (\nabla \rho A)^2 dV, \quad (241)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \int_{V_1} \frac{1}{2} \left(\frac{B}{\rho} \right)^2 dV = & -v_m \int_{V_1} \left(\nabla \frac{B}{\rho} \right)^2 dV + \\ & + \int_{V_1} \frac{B}{\rho^2} \left[\nabla \frac{v}{\rho} \nabla \rho A \right]_\varphi dV. \end{aligned} \quad (242)$$

Соотношения (241) и (242) дают простое доказательство теоремы Каулинга. Действительно, из (241) следует, что со временем интеграл

$$\int_{V_1} (\rho A)^2 / 2 dV \rightarrow 0, \text{ и, следовательно, } A \rightarrow 0,$$

так как правая часть (241) отрицательна. При $A=0$ из (242) следует, что B стремится к нулю.

Таким образом, при любых начальных значениях напряженности поля и ограниченных величинах азимутальной скорости, входящей в уравнение (242), поле $\mathbf{B} = \text{rot}(\mathbf{e}_\varphi A) + \mathbf{e}_\varphi B$ в конечном счете затухнет, хотя вследствие большой скорости возможно кратковременное вытягивание азимутального поля B из поля $\mathbf{B}_p = \text{rot}(\mathbf{e}_\varphi A)$. Для того чтобы гидромагнитное динамо могло действовать, необходим еще механизм образования поля B_p из B . При аксиальной симметрии этот второй механизм отсутствует. Следовательно, аксиально-симметричное динамо невозможно.

Сферическое динамо с малой асимметрией впервые было рассмотрено С. Брагинским [28], который доказал, что в этом случае действительно происходит генерация поля.

Существует еще несколько ограничительных теорем относительно генерации поля. Так, Э. Буллардом доказана невозможность поддержания поля и при отсутствии аксиальной симметрии, если движение жидкости происходит вдоль сферических поверхностей (отсутствует радиальная составляющая скорости) [170]. Это ограничение наиболее интересно для динамо Земли, поэтому модель Э. Булларда рассмотрим подробнее.

§ 7. Модель самовозбуждения поля Э. Булларда

Формулы (230) позволяют найти значения напряженности тех полей, которые индуцируются в кинематической модели Э. Булларда: поля, индуцируемого при вращении внешнего ядра по отношению к оболочке, и поля, возникающего при турбулентном вращении жидкой массы ядра.

В первом случае вращение сферы происходит в постоянном поле, направление вектора которого совпадает с осью вращения. В этом случае, как показывает теория, никаких индукционных то-

ков не возникает, если сфера вращается как твердое тело, т. е. обладает одинаковой угловой скоростью во всех внутренних точках. Однако индукционный ток может возникнуть, когда угловая скорость на разном расстоянии от центра сферы различна. Э. Буллард предположил, что внутренняя часть ядра с радиусом d и внешняя часть толщиной $a-d$ (a — радиус всего ядра) вращаются относительно друг друга с угловой скоростью ω . В этом случае должно появляться магнитное поле, которое целиком будет иметь тороидальный характер и напряженность которого, ограничиваясь первым членом разложения ($n=1, m=0$), можно выразить формулой

$$B_{\lambda} = \frac{2}{5} \pi \frac{\sigma}{c^2} \omega B_0 d^5 r^2 \left(\frac{1}{r^5} - \frac{1}{a^5} \right) \sin 2\theta. \quad (243)$$

Это поле соответствует полю, изображенному на рис. 136 как поле B_{20}^{Re} , и является частным случаем, описываемым выражениями (230). Как видно, в северной полусфере тороидальное поле направлено с запада на восток, в южной, наоборот, — с востока на запад. В плоскости экватора напряженность поля равна нулю, максимальная ее величина приходится на широту 45° . Внутри ядра наибольшие значения B_{λ} приходится на границу, разделяющую внутреннее ядро и внешнее, т. е. при $r=d$, и составляют

$$B_{\lambda} = \frac{2}{5} \pi \frac{\sigma}{c^2} \omega d^2 B_0 \left(1 - \frac{d^5}{a^5} \right) \sin 2\theta. \quad (244)$$

Для наглядности на рис. 138 приведена система токовых линий, соответствующих этому полю, когда $a=1,5d$.

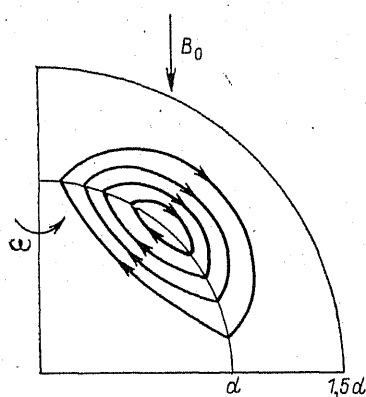


Рис. 138. Система токов в ядре (в меридиональном сечении), соответствующая тороидальному полю B_{λ} .

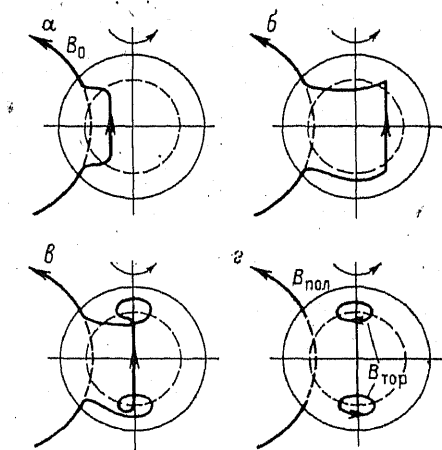


Рис. 139. Схема увлечения силовых линий однородного поля двумя проводящими сферами, вращающимися с разными скоростями (а—г), и образование вихревого поля.

Более наглядную модель образования вихревого магнитного поля дает рис. 139, на котором показан процесс увлечения силовых линий постоянного магнитного поля B_0 вращающейся жидкой сферой. В § 4 было показано, что силовые линии в проводящей жидкости жестко с нею связаны (вморожены), и если жидкость начнет двигаться, то вместе с нею увлекаются и силовые линии. Поэтому, не прибегая к каким-либо математическим выводам, при помощи простых геометрических построений формы силовых линий, которую они приобретают при своем увлечении, можно показать образование двух вихревых колец магнитного поля.

Во втором случае при турбулентном вращении жидкой массы вихревые кольца располагаются, как было указано выше, в плоскостях, проходящих через центр Земли под разными углами к оси вращения, а следовательно, и под разными углами к вектору тороидального магнитного поля B_λ . Поэтому среди таких колец всегда найдутся кольца, у которых ось направлена перпендикулярно вектору тороидального поля B_λ .

Предполагая, что вихревые кольца имеют форму шара радиусом a_1 , можно опять воспользоваться выражениями (230), определив для них лишь постоянные коэффициенты (для разных значений n и m) из пограничных условий, которые будут отличаться от условий предыдущего случая (неоднородное вращение проводящей сферы). Это приводит к тому, что поле B' , создаваемое таким вращением, будет иметь две составляющие, определяемые формулами:

$$B'_r = \frac{B_\lambda a_1^3 f(x)}{r^3} \cos(\lambda - \lambda_0) \sin \theta,$$

$$B'_\theta = \frac{B_\lambda a_1^3 f(x)}{r^3} \cos(\lambda - \lambda_0) \cos \theta, \quad \lambda_0 = \varphi(x), \quad (245)$$

в которых координата r отсчитывается от центра шара (рис. 140а), угол θ — от оси вращения, а долгота λ — от плоскости, проходящей через ось вращения шара и параллельной плоскости экватора

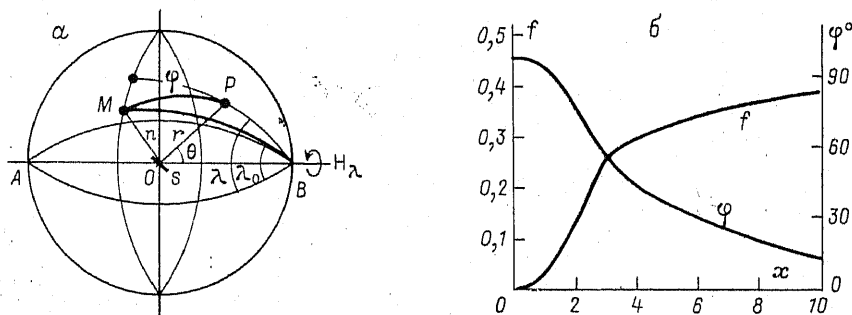


Рис. 140. К выводу формулы (245) (а) и вид функций $f(x)$ и $\varphi(x)$ (б).

ра. При этом $f(x)$ и $\varphi(x)$ — некоторые вполне определенные функции переменной $x = \sqrt{[(4\pi/c^2)\sigma v_1 a_1]}$, вид которых показан на рис. 140б. Как видно, поле, возбуждаемое таким шаром, есть поле диполя, магнитный момент которого $M = B_\lambda a_1^3 f(x)$ перпендикулярен оси вращения шара и расположен в меридиональной плоскости $\lambda = \lambda_0$, что можно видеть из рис. 140а. Действительно, магнитный потенциал U в точке P с координатами θ и λ от диполя ns , расположенного в плоскости, перпендикулярной оси вращения, должен иметь вид

$$U = \frac{M}{r^2} \cos \varphi = \frac{M}{r^2} \sin \theta \cos (\lambda - \lambda_0),$$

где координаты r , λ_0 и φ показаны на рис. 140а. Составляющие же B_r и B_θ , как нетрудно видеть, примут вид, описываемый уравнением (245).

В предельных случаях, когда x стремится к нулю или к бесконечности, функции $f(x)$ и $\varphi(x)$ принимают вид

$$f(x) = \frac{x^2}{60} + \dots, \quad \text{tg } \lambda_0 = \frac{21}{x^2} + \dots \quad (x \rightarrow 0),$$

$$f(x) = \frac{1}{2} - \frac{3}{2x} + \dots, \quad \text{tg } \lambda_0 = \frac{3(x-2)}{x(x-3)} + \dots \quad (x \rightarrow \infty).$$

Следовательно, в том случае, когда x очень велико (случай быстрого вращения),

$$M = B_\lambda a_1^3/2 \text{ и } \lambda_0 = 0,$$

в случае, когда x мало (случай медленного вращения),

$$M = (1/15)\pi(\sigma/c^2)v_1 a_1^4, \quad \lambda_0 = \pm \pi/2.$$

Значение магнитного момента для первого случая можно получить, приняв радиус $a_1 = 500$ км, что соответствует вихревому кольцу во внешней части ядра, толщина которого около 1500 км. Так как $B_\lambda = 40$ Э, то $M = (1/2) \cdot 40 \cdot (500)^3 \cdot 10^{15} = 2,5 \cdot 10^{24}$ ед. СГС, что соответствует магнитному моменту того источника, который создает одну из материковых аномалий или недипольную часть магнитного поля Земли.

Величина скорости вращения вихревого поля в ядре нам неизвестна. Однако можно предполагать, что она одного порядка со скоростью вращения ядра, т. е. $\sim 0,02 \div 0,05$ см/с. В таком случае параметр x будет иметь значение от 1,3 до 3,0, а соответствующие значения функции $f(x)$ (см. рис. 140б) — от 0,1 до 0,3, и, следовательно, величина магнитного момента будет заключена в пределах $0,5 \cdot 10^{24} < M < 1,5 \cdot 10^{24}$ ед. СГС, т. е. одного порядка с тем, который требуется для образования недипольной части земного поля.

При вращении ядра относительно оболочки с угловой скоростью ω , как было указано, в ядре возникают токи, которые, взаимодействуя с полем Земли, стремятся затормозить это вращение. Величина этих токов при вращении сферы в однородном магнитном поле, вычисленная Э. Буллардом [174] на основании формул (228), (229), выражается через составляющие в сферических координатах следующим образом:

$$\begin{aligned} i_r &= \frac{1}{5} \cdot \frac{\sigma}{c^2} \omega B r \left(1 - \frac{d^5}{a^5}\right) (1 - 3 \cos^2 \theta), \\ i_\theta &= \frac{3}{10} \cdot \frac{\sigma}{c^2} \omega B r \left(1 - \frac{d^5}{a^5}\right) \sin 2\theta, \quad j_\lambda = 0. \end{aligned} \quad (246)$$

Момент силы такого взаимодействия по законам электродинамики выражается известной формулой:

$$\mathbf{M}_F = \int \mathbf{r} \times (\mathbf{j} \times \mathbf{B}) d\tau,$$

где \mathbf{r} — радиус-вектор, проведенный из центра шара к элементу объемом $d\tau$; B — сумма дипольного поля B_0 и тороидального B_λ .

Внутри ядра B_0 , как было указано выше, можно принять постоянным и совпадающим по направлению с осью вращения, которую мы примем за ось z . Тогда составляющая момента по оси z , которая вызывает торможение ядра, в сферических координатах (r, θ, λ) будет иметь вид:

$$\begin{aligned} M_{Fz} &= \int r \sin \theta (\mathbf{j} \times \mathbf{B})_\lambda d\tau = \int r \sin \theta B_0 j_R d\tau = \\ &= \iiint r^3 \sin^2 \theta B_0 j_R dr d\theta d\lambda, \end{aligned} \quad (247)$$

где $r \sin \theta$ — составляющая радиус-вектора r по оси R (рис. 141). Составляющую плотности тока j_R можно выразить через составляющие в сферических координатах j_r и j_θ по формуле $j_R = j_r \sin \theta - j_\theta \cos \theta$. Пользуясь выражением (246), будем иметь:

$$j_R = \frac{1}{5} \cdot \frac{\sigma}{c^2} \omega B_0 r \left(1 - \frac{d^5}{a^5}\right) (1 - 6 \cos^2 \theta) \sin \theta.$$

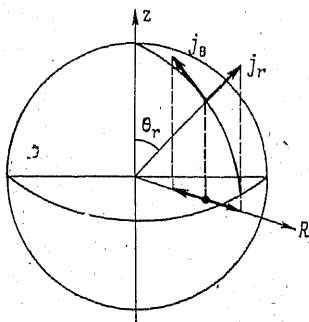


Рис. 141. К выводу формулы (247).

Подставляя это значение в уравнение (247) и производя интегрирование, получаем:

$$M_{Fz} = \frac{8\pi}{75} \cdot \frac{\sigma}{c^2} \omega B_0^2 d^5 \left(1 - \frac{d^5}{a^5}\right), \quad (248)$$

или, выразив B_0 из уравнения (244), положив в нем $\theta = 45^\circ$, будем иметь:

$$M_{Fz} = (4/15) B_0 B_\lambda d^3. \quad (249)$$

Формула (248) показывает, что тормозящий момент M_{Fz} не зависит от напряженности тороидального поля B_λ , а вызывается исключительно дипольной частью поля B_0 . Величину этого момента найдем, если подставим в формулы установленные ранее значения: $B_0 = 4 \text{ Э}$ ($318,4 \text{ А/м}$), $B_\lambda = 40 \text{ Э}$ (3184 А/м) и $d = 1,5 \cdot 10^8 \text{ см}$, что дает $M_{Fz} = 1,4 \cdot 10^{26} \text{ дин} \cdot \text{см}$. Общий же момент вращения ядра $M_\omega = \mathcal{I} \omega$ (\mathcal{I} — момент его инерции), т. е.

$$M_\omega = \frac{2}{5} m d^2 \omega = \frac{8}{15} \pi \rho d^4 v = 3 \cdot 10^{33} \text{ дин} \cdot \text{см},$$

где v — линейная скорость относительного движения, которую можно принять равной $0,01 \text{ см/с}$ на основании явления западного дрейфа. Следовательно, для того чтобы ядро прекратило свое вращение относительно оболочки, понадобился бы промежуток времени $t \approx \mathcal{I} \omega / M_{Fz} \approx 2 \cdot 10^7 \text{ с}$, т. е. меньше одного года.

Однако этого не происходит благодаря тому, что турбулентные движения жидкой массы, обладающие собственным моментом вращения, стремятся увеличить общий момент ядра и тем самым компенсируют эффект торможения. Ниже будет показано, что и само вращение ядра относительно оболочки может возникнуть в результате конвективных движений в нем.

По теории Э. Булларда, наблюдаемое земное поле является результатом регенерации первоначального поля, которое, хотя бы и очень слабое, должно было существовать до начала движения в ядре. Обнаружить процесс регенерации и определить его количественно теоретическим путем пока еще не удалось, но качественно его проследить можно. Э. Буллард дает картину самовозбуждения в виде ряда последовательных образований магнитных полей (рис. 142 а—и), вызванных вращением всего ядра и турбулентным движением внутри самого ядра.

Предположим, что ядро находится во внешнем магнитном поле B_0 (рис. 142а) и вращается, как показано стрелкой T_1 , с запада на восток. Тогда в нем, согласно теории Э. Булларда, возникают токи I_1 (рис. 142б) и соответствующее им тороидальное поле B_λ (рис. 142в). Вне ядра поле B_0 имеет дипольный характер, внутри же можно полагать, что оно является однородным (рис. 142б). В поле B_λ происходит движение жидких масс, которое состоит из двух поднимающихся и двух опускающихся потоков, равномерно

распределенных вокруг экватора. Эти потоки поднимаются из двух точек на экваторе ($\lambda=0$ и $\lambda=\pi$) и опускаются вблизи точек на экваторе на половине пути между ними. Проекция S_1 такого движения жидких масс на поверхность ядра показана на рис. 142в, а на плоскости экватора — на рис. 142г. Поле B_λ взаимодействует с этим движением и вызывает ток I_3 . Происхождение этого тока можно понять, рассматривая взаимодействие северной компоненты движения жидких масс вдоль меридиана $\lambda=0$ (рис. 142в, г) с полем, вектор которого направлен к востоку в северном полушарии. Это взаимодействие вызывает э. д. с., которая имеет компоненту, направленную внутрь ядра. В южном полушарии движение обращено к югу, а вектор поля — к западу, и э. д. с. поэтому также обращена внутрь ядра. Такого же рода рассуждения показывают, что э. д. с. направлена внутрь на плоскости $\lambda=\pi$ и наружу при $\lambda=\pm\pi/2$.

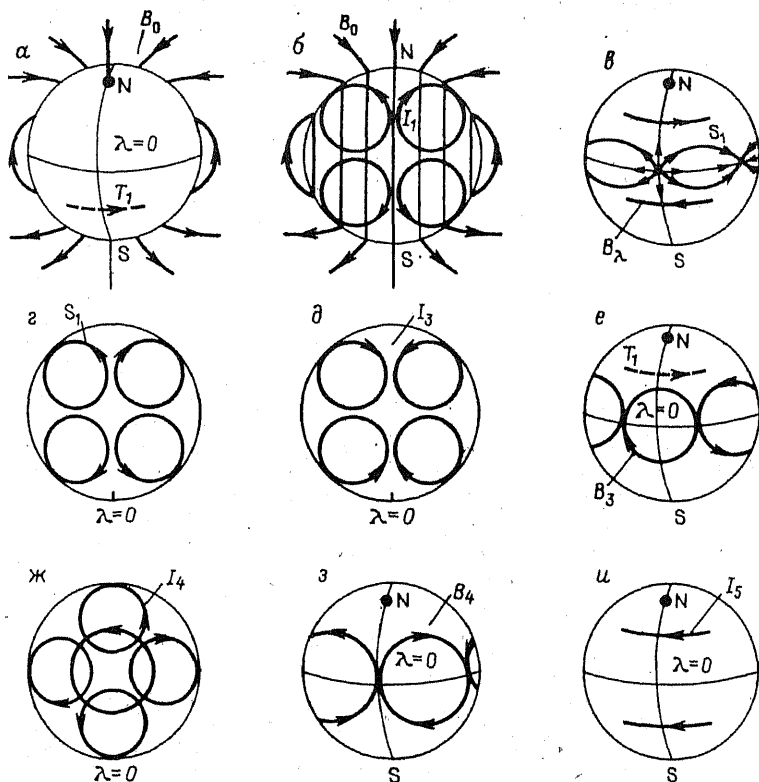


Рис. 142. Схема образования токов и магнитных полей в процессе самовозбуждения в соответствии с теорией Э. Булларда.

Объяснения см. в тексте.

Система токов, вызываемая этим полем, показана на рис. 142*д*. Эти токи не могут геометрически совпадать с движением жидких масс, которое их вызывает. Хотя их угловые зависимости должны быть теми же самыми, но радиальные должны отличаться друг от друга. Так как эта зависимость неизвестна, то и различие это на рис. 142*г* и *д* не показано.

Ток I_3 вызывает поле \mathbf{B}_3 (рис. 142*е*). Взаимодействие его с вращением всего ядра по направлению T_1 вызывает систему токов I_4 и поля \mathbf{B}_4 , сходных между собой. Центры их расположены вдоль экватора в точках, долгота которых отлична от $\lambda=0$ и $\lambda=\pm\pi/2$ (рис. 142*ж, з*). В этом случае взаимодействие между полем \mathbf{B}_3 и токами I_1 будет сильным, и поле \mathbf{B}_4 будет сравнимо с полем \mathbf{B}_3 , если $(4\pi\sigma va/c^2) > 1$, где v — скорость, соответствующая скорости вращения всего ядра. При $v=0,03$ см/с $4\pi\sigma va/c^2=400$. Поэтому поля \mathbf{B}_3 и \mathbf{B}_4 оказываются в тесной взаимной связи. Наконец, поле \mathbf{B}_4 , взаимодействуя с движением жидких масс, вызывает ток I_5 , который и усиливает первоначальное поле \mathbf{B}_0 (рис. 142*и*).

§ 8. Термодинамическое обоснование динамо-эффекта

Общая система уравнений гидромагнитного динамо состоит из уравнений (205) для поля и уравнения гидродинамики (207). Кроме того, гидродинамические уравнения должны содержать уравнение неразрывности

$$\partial\rho/\partial t + \operatorname{div}(\rho v) = 0, \quad (250)$$

уравнение состояния

$$p = p(\rho, T), \quad (251)$$

которое связывает давление, плотность и температуру жидкости, и уравнение теплопереноса

$$\rho T \left[\frac{\partial s}{\partial t} + (v, \nabla s) \right] = \operatorname{div}(\chi \nabla T) + q + (\eta/2)(\nabla v)^2 + \xi(\operatorname{div} v)^2 + [1/(4\pi\sigma)](\operatorname{rot} B)^2, \quad (252)$$

где q — плотность источников тепла; s — удельная энтропия; χ — коэффициент теплопроводности. Три последних члена в (252) определяют диссипацию тепла в жидкости в результате вязкости и конечной проводимости (джоулева диссипация).

Решение этой системы уравнений применительно к условиям земного ядра с полем, отличным от нуля и регулярным на бесконечности (т. е. исчезающим вне проводящего ядра, по крайней мере обратно пропорционально кубу расстояния от центра), реша-

ет основную задачу теории гидромагнитного динамо. Однако система уравнений (205), (207) и (250)—(252) чрезвычайно сложна, и ее решение возможно только при упрощающих предположениях относительно характера изменения основных термодинамических параметров ядра и природы его магнитогидродинамической неустойчивости.

Рассмотрим основные положения гидродинамики земного ядра. Ядро может находиться в состоянии гидростатического равновесия. В этом случае скорость движения жидких масс и напряженность магнитного поля равны нулю, и согласно уравнению (209) градиент давления уравновешен силой тяжести:

$$(-1/\rho) \nabla p + g = 0. \quad (253)$$

Из этого уравнения следует, в частности, что плотность должна быть постоянной на уровне поверхности или поверхности $g = \text{const}$, так как только в этом случае условие (253) можно удовлетворить. В любом другом случае это условие будет нарушено, и в ядре возникнут течения. Однако даже при соблюдении условия (253) в ядре могут возникнуть течения из-за неустойчивости самого состояния гидростатического равновесия. Понятие устойчивости — одно из самых фундаментальных в механике. Важность этого понятия применительно к земному ядру и проблеме гидромагнитного динамо очевидна: *устойчивость гидростатического равновесия означает отсутствие движений и, как следствие, невозможность динамо-механизма в ядре.*

Неустойчивость жидкости в поле тяжести. Рассмотрим как пример неустойчивость жидкости, находящейся в поле тяжести; неустойчивость возникает под действием температурного градиента. Если градиент температуры направлен вдоль силы тяжести (к центру Земли), а именно таким образом распределяется температура в ядре, то более холодная жидкость оказывается сверху. С другой стороны, большинство веществ, в том числе и жидкость ядра, при охлаждении сжимаются. Таким образом, в верхней части ядра оказывается более тяжелая жидкость. Это состояние, очевидно, является неустойчивым, и возникают течения, которые будут стремиться переместить менее нагретую, но более тяжелую жидкость вниз, а более горячую жидкость вверх. Движения подобного рода называются *тепловой конвекцией*.

Поскольку существование конвективной неустойчивости в ядре Земли вполне возможно, рассмотрим более подробно систему уравнений тепловой конвекции. При исследовании неустойчивости обычно поступают следующим образом: полагают, что состояние равновесия (253) выполнено в первом приближении, далее задают малые возмущения скорости, давления, плотности, температуры с зависимостью от времени в виде экспоненты. Система уравнений решается в линейном приближении, без учета членов, содержащих квадраты малых величин. Решения с отрицательными

инкрементами * являются устойчивыми. Возникновение неустойчивости по отношению к бесконечно малым возмущениям сопровождается появлением положительного инкремента хотя бы в одном из решений. Таким образом, нулевой инкремент определяет границу устойчивости.

Рассмотрим уравнение теплопроводности (252). Пренебрегая диссипацией тепла в результате вязкости, а также джоулевой диссипацией, получаем:

$$\rho T \left[\frac{\partial s}{\partial t} + (\mathbf{v}, \nabla s) \right] = \chi \nabla^2 T + q, \quad (254)$$

где коэффициент теплопроводности χ ради простоты полагаем постоянным. Удельная энтропия s является функцией температуры и давления $s = s(T, p)$, поэтому можно написать:

$$\nabla s = \left(\frac{\partial s}{\partial T} \right)_p \nabla T + \left(\frac{\partial s}{\partial p} \right)_T \nabla p. \quad (255)$$

Воспользуемся соотношением Максвелла из термодинамики:

$$(\partial s / \partial p)_T = -(\partial V / \partial T)_p, \quad (256)$$

где $V = 1/\rho$ — удельный объем. Кроме того, известно, что

$$T(\partial s / \partial T)_p = c_p \text{ и } \rho(\partial V / \partial T)_p = \alpha, \quad (257)$$

где c_p — удельная теплоемкость при постоянном давлении; α — коэффициент объемного расширения. Соотношение (255) с учетом (256) и (257) записывается в виде

$$\Delta s = (c_p / T) \nabla T - (\alpha / \rho) \nabla p. \quad (258)$$

Аналогично (256) можно записать:

$$\frac{\partial s}{\partial t} = \left(\frac{\partial s}{\partial T} \right)_p \frac{\partial T}{\partial t} + \left(\frac{\partial s}{\partial p} \right)_T \frac{\partial p}{\partial t} = \frac{c_p}{T} \cdot \frac{\partial T}{\partial t} - \frac{\alpha}{\rho} \cdot \frac{\partial p}{\partial t}. \quad (259)$$

При рассмотрении малых возмущений состояния гидростатического равновесия в уравнениях (258) и (259) с большой степенью точности можно пренебречь зависимостью удельной энтропии от флуктуаций давления, связанных с гидродинамическими течениями. Тогда (258) и (259) с учетом (253) записываются окончательно в следующем виде:

$$\nabla s = (c_p / T) \nabla T - \alpha g \text{ и } \frac{\partial s}{\partial t} = \frac{c_p}{T} \cdot \frac{\partial T}{\partial t}, \quad (260)$$

* Инкремент — логарифм отношения двух последующих амплитуд колебательного процесса с нарастающей амплитудой, деленной на период этого процесса.

а уравнение (254) с учетом (253) принимает форму

$$\frac{\partial T}{\partial t} + \left(\mathbf{v}, \nabla T - \frac{\alpha T}{c_p} \mathbf{g} \right) = \kappa \nabla^2 T + \frac{q}{\rho c_p}, \quad (261)$$

где $\kappa = \chi / (\rho c_p)$ — коэффициент диффузии температуры, или коэффициент температуропроводности.

Подробное математическое исследование конвективной неустойчивости было проведено С. Чандрасекаром [180], показавшим, что наиболее просто исследовать конвекцию в плоском слое — жидкость при этом располагается в поле тяжести между горизонтальными плоскостями $z=0$ и $z=L$ и подогревается снизу. Исследование конвекции в сферических слоях дает качественно сходную картину возникновения неустойчивости, однако трудности, связанные с получением решения, сильно возрастают. При учете влияния кориолисовой силы и магнитного поля решение в общем виде для сферического слоя пока невозможно.

Ограничимся рассмотрением тепловой конвекции в плоском слое. Как уже отмечалось, в ядре Земли существенно влияние кориолисовой и электромагнитной сил. Рассмотрим поэтому слой жидкости в поле силы тяжести, перпендикулярной слою:

$$\mathbf{g} = -g \mathbf{e}_z, \quad (262)$$

где $g > 0$, \mathbf{e}_z — единичный вектор в направлении оси oz , нормальной к слою. Допустим, что рассматриваемый слой жидкости вращается вокруг вертикальной оси с угловой скоростью

$$\boldsymbol{\omega} = \omega \mathbf{e}_z \quad (263)$$

в постоянном магнитном поле

$$\mathbf{B} = B \mathbf{e}_z. \quad (264)$$

Не усложняя вычисления, будем считать силу тяжести в выражении (262) постоянной.

С. Чандрасекар показал, что на границе устойчивости движение жидкости происходит валами, оси которых горизонтальны и параллельны горизонтальным составляющим магнитного поля или вращения. В движении такого типа горизонтальные составляющие поля и вращения не влияют на устойчивость. Поэтому нецелесообразно рассматривать горизонтальное магнитное поле и горизонтальную компоненту угловой скорости. Положим температуру жидкости равной $T = T_0 - \beta z + \Theta$, где β — температурный градиент, задаваемый от внешнего источника, который по условию направлен вниз ($\beta > 0$); $T_0 - \beta z$ — невозмущенное, или равновесное, значение температуры; Θ — малое возмущение температуры, связанное с конвекцией. При условии $T_0 \gg \beta L$, где L — толщина слоя, уравнение (261) приводится к следующему виду (если пренебречь квадратами малых величин и влиянием источников тепла):

$$\frac{\partial \Theta}{\partial t} + (\mathbf{v} - \beta \mathbf{e}_z + \frac{\alpha T_0 g}{c_p} \mathbf{e}_z) = \kappa \nabla^2 \Theta \quad (265)$$

или

$$\frac{\partial \Theta}{\partial t} = \beta^* v_z + \kappa \nabla^2 \Theta,$$

где $\beta^* = \beta - \beta_{ад}$, $\beta_{ад} = \alpha T_0 g / c_p$, $\beta_{ад}$ — адиабатический температурный градиент; β^* — превышение градиента температуры над адиабатическим.

Преобразуем уравнения системы (205), (207) и (250) — (252) применительно к исследованию устойчивости плоского слоя жидкости. В уравнении состояния (251) учтем только зависимость плотности от температуры: $\rho = \rho_0 [1 - \alpha (T - T_0)]$, где ρ_0 — плотность при $T = T_0$. Подставив $T = T_0 - \beta z + \Theta$, получим

$$\rho = \rho_0 (1 + \alpha \beta z - \alpha \Theta). \quad (266)$$

В состоянии гидростатического равновесия скорость \mathbf{v} и малые возмущения магнитного поля \mathbf{b} равны нулю, поэтому кориолисова и электромагнитная силы отсутствуют, и, следовательно, удовлетворяется условие (253). Возникновение конвекции сопровождается появлением малых возмущений давления, скорости, магнитного поля, температуры и связанных с ними изменений плотности. Уравнение (207) перепишем в следующем виде, пренебрегая квадратами малых величин и учитывая условия (253) и (266):

$$\begin{aligned} \rho \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} = & -\nabla p' + \eta \nabla^2 \mathbf{v} + \left(\xi + \frac{\eta}{3} \right) \nabla \operatorname{div} \mathbf{v} - \rho_0 \alpha \Theta \mathbf{g} + \\ & + 2\rho (\mathbf{v} \times \boldsymbol{\omega}) + \frac{1}{\sigma} \operatorname{rot} \mathbf{b} \times \mathbf{B}. \end{aligned} \quad (267)$$

В уравнении (266) мы полагаем, следуя Буссинеску, что изменение плотности с высотой незначительно, т. е. $1 \gg \alpha \beta z \ll \alpha \Theta$, откуда в первом приближении, согласно уравнению неразрывности (250), следует $\operatorname{div} \mathbf{v} = 0$, а в уравнении (267) можно положить $\rho = \rho_0$ в первом члене и в выражении для кориолисовой силы. Таким образом, система уравнений конвекции принимает следующий вид:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} = & -\frac{1}{\rho_0} \nabla p' + \nu \nabla^2 \mathbf{v} - \alpha \Theta \mathbf{g} + 2(\mathbf{v} \times \boldsymbol{\omega}) + \\ & + \frac{1}{\rho_0} \operatorname{rot} \mathbf{b} \times \mathbf{B}, \end{aligned} \quad (268)$$

$$\frac{\partial \mathbf{b}}{\partial t} = \operatorname{rot} (\mathbf{v} \times \mathbf{B}) + \nu_m \nabla^2 \mathbf{b}, \quad (269)$$

$$\frac{\partial \Theta}{\partial t} = \beta^* v_z + \kappa \nabla^2 \Theta, \quad (270)$$

$$\operatorname{div} \mathbf{v} = 0, \quad (271)$$

$$\operatorname{div} \mathbf{b} = 0, \quad (272)$$

где $\kappa = \chi / \rho_0 c_p$ — коэффициент температуропроводности. Возьмем ротор от обеих частей уравнения (268), воспользовавшись постоянством векторов ω и \mathbf{B} согласно (263), (264) и условиям (271), (272):

$$\frac{\partial}{\partial t} \operatorname{rot} \mathbf{v} = \nu \nabla^2 \operatorname{rot} \mathbf{v} - \alpha (\nabla \Theta \times \mathbf{g}) + 2\omega \frac{\partial \nu}{\partial z} + \frac{B}{\rho_0} \cdot \frac{\partial}{\partial z} \operatorname{rot} \mathbf{b}. \quad (273)$$

Заметим, что операторы ∇^2 , rot , $\partial/\partial z$ и $\partial/\partial t$ коммутируют, т. е. $\nabla^2 \operatorname{rot} = \operatorname{rot} \nabla^2$, $\operatorname{rot}(\partial/\partial z) = (\partial/\partial z) \operatorname{rot}$ и т. д. Применим операцию rot к уравнению (273):

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \operatorname{rot}^2 \mathbf{v} = & \nu \nabla^2 \operatorname{rot}^2 \mathbf{v} + \alpha \mathbf{g} \frac{\partial}{\partial z} \nabla \Theta + \alpha \nabla^2 \Theta \mathbf{g} + 2\omega \frac{\partial}{\partial z} \operatorname{rot} \mathbf{v} + \\ & + \frac{B}{\rho_0} \cdot \frac{\partial}{\partial z} \operatorname{rot}^2 \mathbf{b}. \end{aligned} \quad (274)$$

Для z -компонент уравнений (273) и (274) с учетом соотношений $\operatorname{rot}_z^2 \mathbf{v} = \nabla^2 v_z$ и $\operatorname{rot}_z^2 \mathbf{b} = -\nabla^2 b_z$ получаем:

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} - \nu \nabla^2 \right) \operatorname{rot}_z \mathbf{v} = \frac{B}{\rho_0} \cdot \frac{\partial}{\partial z} \operatorname{rot}_z \mathbf{b} + 2\omega \frac{\partial v_z}{\partial z}, \quad (275)$$

$$\begin{aligned} \left(\frac{\partial}{\partial t} - \nu \nabla^2 \right) \nabla^2 v_z = & \frac{B}{\rho_0} \cdot \frac{\partial}{\partial z} \nabla^2 b_z + \\ & + \alpha g \left(\nabla^2 - \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right) \Theta - 2\omega \frac{\partial}{\partial z} \operatorname{rot}_z \mathbf{v}. \end{aligned} \quad (276)$$

Из выражения (269) имеем

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} - \nu_m \nabla^2 \right) b_z = B \frac{\partial v_z}{\partial z}. \quad (277)$$

Применив к (269) оператор rot , для z -компоненты получаем:

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} - \nu_m \nabla^2 \right) \operatorname{rot}_z \mathbf{b} = B \frac{\partial}{\partial z} \operatorname{rot}_z \mathbf{v}. \quad (278)$$

Наконец, перепишем (270) в виде

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} - \kappa \nabla^2 \right) \Theta = \beta^* v_z. \quad (279)$$

Поскольку все дифференциальные операторы, входящие в уравнения (275)–(279), коммутируют между собой, систему уравнений

для v_z , $\text{rot } \mathbf{v}$, b_z , $\text{rot}_z \mathbf{b}$ и Θ легко свести к одному уравнению для v_z . С этой целью применим оператор $(\partial/\partial t - v_m \nabla^2)$ к уравнению (275) и, воспользовавшись (278), получим

$$\left[\left(\frac{\partial}{\partial t} - v \nabla^2 \right) \left(\frac{\partial}{\partial t} - v_m \nabla^2 \right) - \frac{B^2}{\rho_0} \cdot \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right] \text{rot}_z \mathbf{v} = \\ = 2\omega \left(\frac{\partial}{\partial t} - v_m \nabla^2 \right) \frac{\partial v_z}{\partial z}. \quad (280)$$

С помощью формулы (280), применяя оператор, стоящий в квадратных скобках, к уравнению (276), получаем:

$$\left[\left(\frac{\partial}{\partial t} - v \nabla^2 \right) \left(\frac{\partial}{\partial t} - v_m \nabla^2 \right) - \frac{B^2}{\rho_0} \cdot \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right] \left[\left(\frac{\partial}{\partial t} - v \nabla^2 \right) \nabla^2 v_z - \right. \\ \left. - \frac{B}{\rho_0} \cdot \frac{\partial}{\partial z} \nabla^2 b_z - \alpha g \left(\nabla^2 - \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right) \Theta \right] + 4\omega^2 \left(\frac{\partial}{\partial t} - v_m \nabla^2 \right) \frac{\partial^2 v_z}{\partial z^2} = 0.$$

Применяя к этому уравнению последовательно операторы $(\partial/\partial t - v_m \nabla^2)$ и $(\partial/\partial t - \kappa \nabla^2)$ и пользуясь уравнениями (277), (279), окончательно находим:

$$\left[\left(\frac{\partial}{\partial t} - v \nabla^2 \right) \left(\frac{\partial}{\partial t} - v_m \nabla^2 \right) - \frac{B}{\rho_0} \cdot \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right] \left[\left(\frac{\partial}{\partial t} - v \nabla^2 \right) \times \right. \\ \times \left(\frac{\partial}{\partial t} - v_m \nabla^2 \right) \left(\frac{\partial}{\partial t} - \kappa \nabla^2 \right) \nabla^2 v_z - \frac{B^2}{\rho_0} \left(\frac{\partial}{\partial t} - \kappa \nabla^2 \right) \times \\ \times \frac{\partial^2}{\partial z^2} \nabla^2 v_z - \beta^* \alpha g \left(\frac{\partial}{\partial t} - v_m \nabla^2 \right) \left(\nabla^2 - \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right) v_z \left. \right] + \\ + 4\omega^2 \left(\frac{\partial}{\partial t} - v_m \nabla^2 \right)^2 \left(\frac{\partial}{\partial t} - \kappa \nabla^2 \right) \frac{\partial^2 v_z}{\partial z^2} = 0. \quad (281)$$

Чтобы избежать подробного анализа граничных условий, рассмотрим решения для v_z , периодические по x , y и z , а именно

$$v_z = v_{z0} \exp [mt + i(k_x x + k_y y)] \sin k_z z, \quad (282)$$

$$k_z = \pi/L. \quad (283)$$

При этом на поверхности слоя при $z=0$ и $z=L$ соблюдается естественное условие $v_z=0$. Конечно, рассматриваемый вид решений и граничных условий несколько искусствен, однако результаты все же дают представление о поведении реальных жидкостей. Если принять указанный вид периодических решений, то уравнение (281) сводится к следующему уравнению для m :

$$\left[(m + \nu k^2) (m + \nu_m k^2) + \frac{B^2 k_z^2}{\rho_0} \right] \left[(m + \nu k^2) (m + \nu_m k^2) \times \right. \\ \left. \times (m + \chi k^2) k^2 + \frac{B^2 k_z^2}{\rho_0} (m + \chi k^2) k^2 - \beta^* \alpha g (m + \nu_m k^2) (k^2 - k_z^2) \right] + \\ + 4\omega^2 k_z^2 (m + \nu_m k^2)^2 (m + \chi k^2) = 0, \quad (284)$$

$$\text{где } k^2 = k_x^2 + k_y^2 + k_z^2. \quad (285)$$

Неустойчивость, очевидно, возникает при переходе m от отрицательных значений к положительным. Следовательно, *граница устойчивости наступает при $m=0$* , что дает, согласно (284):

$$\left[\nu \nu_m k^4 + \frac{B^2 k_z^2}{\rho_0} \right] \left[\nu \nu_m \chi k^6 + \frac{B^2 k_z^2}{\rho_0} \chi k^4 - \right. \\ \left. - \beta^* \alpha g \nu_m k^2 (k^2 - k_z^2) \right] + 4\omega^2 k_z^2 \nu_m^2 \chi k^6 = 0. \quad (286)$$

Введем безразмерные числа:

$$\text{число Рэлея} - R = \alpha g \beta^* / (\chi \nu k_z^4), \quad (287)$$

$$\text{число Гартмана} - M = B^2 / (\rho_0 \nu \nu_m k_z^2), \quad (288)$$

$$\text{число Тэйлора} - T = 4\omega^2 / (\nu^2 k_z^4). \quad (289)$$

Уравнение (286) можно привести к следующему виду:

$$R = \frac{1}{l-1} \left(l^3 + Ml + \frac{Tl^2}{l^2 + M} \right), \quad (290)$$

где введено следующее обозначение:

$$l = \frac{k^2}{k_z^2} = \frac{L^2}{\pi^2} \left(k_x^2 + k_y^2 + \frac{\pi^2}{L^2} \right). \quad (291)$$

Параметр l определяет масштаб возмущения, возникающего на границе устойчивости. Согласно уравнениям (285) и (291), $l > 1$. Уравнение (290) определяет зависимость числа Рэлея, пропорционального температурному градиенту, от параметра l , а также от внешнего магнитного поля, определяемого числом Гартмана, и угловой скорости вращения, определяемой числом Тэйлора. Если внешние условия заданы, т. е. заданы числа M и T , то, согласно (290), $R = R(l)$. Минимальное значение R при фиксированных M и T называется *критическим числом Рэлея R_c* . При $R < R_c$ состояние гидростатического равновесия устойчиво, т. е. конвекции не происходит, при $R \geq R_c$ возникает конвекция, масштаб ко-

торой определяется критическим значением $l=l_c$, соответствующим значению $R=R_c$. Так как при $l \rightarrow 1$ и $l \rightarrow \infty$ $R \rightarrow \infty$ согласно (290), то обязательно существует минимум R при некотором значении $l > 1$. Определим минимальное значение R из условия $\partial R / \partial l = 0$, что дает

$$2l_c^3 - 3l_c^2 - \frac{Tl_c^2}{l_c^2 + M} - M + \frac{2TMl_c(l_c - 1)}{(l_c^2 + M)^2} = 0 \quad (292)$$

и в соответствии с выражениями (290) и (292)

$$R_c = 3l_c^2 + M + \frac{2TMl_c}{(l_c^2 + M)^2}. \quad (293)$$

Неустойчивость жидкости при отсутствии внешних воздействий. Решение уравнения (292) относительно l в общем виде при заданных числах M и T затруднительно.

1. Рассмотрим прежде всего конвекцию в отсутствие внешнего поля и вращения, т. е. при $M=0$ и $T=0$. Если к тому же жидкость идеальная, т. е. не обладает вязкостью ($\nu=0$), то, согласно уравнению (284), $\beta^* \alpha g (k^2 - k_2^2) = m(m + \kappa k^2) k^2$, откуда видно, что неустойчивость, т. е. положительный инкремент $m > 0$, появляется только при $\beta^* = \beta - \beta_{ад} > 0$. Таким образом, *необходимым условием возникновения конвекции является превышение температурного градиента над его адиабатическим значением*. Для вязкой жидкости это превышение принимает вполне определенное конечное значение. Согласно (292) и (293):

$$l_c = 3/2, \quad R_c = 27/4. \quad (294)$$

2. Рассмотрим теперь, к чему приводит воздействие вращения (при $M=0$). Согласно (292), получаем:

$$2l_c^3 - 3l_c^2 - T = 0. \quad (295)$$

Единственный вещественный корень этого уравнения выражается как

$$l_c = \sqrt[3]{\frac{1}{8} + \frac{T}{4} + \frac{1}{4} \sqrt{T(T+1)}} + \sqrt[3]{\frac{1}{8} + \frac{T}{4} - \frac{1}{4} \sqrt{T(T+1)}} + \frac{1}{2}. \quad (296)$$

При $T \gg 1$ из (293) и (296) находим

$$l_c \approx (T/2)^{1/3}, \quad R_c \approx 3(T/2)^{2/3}. \quad (297)$$

Сравнивая условия (295) и (296), видим, что сильное вращение ($T \gg 1$) увеличивает критическое число Рэлея, тем самым возрастает необходимый для возникновения конвекции температурный

градиент β . Изменяются и геометрические размеры ячеек в связи с ростом l_c . Согласно (282) и (291), линейные размеры ячеек в направлении осей ox и oy сокращаются, и движение в основном происходит вдоль угловой скорости. Для слоя жидкости с глубиной $L \approx 2,2 \cdot 10^8$ см («глубина» жидкого ядра) $v \approx 10^{-8}$ см²/с, $\omega \approx 7,3 \cdot 10^{-5}$ с⁻¹, $T \approx 4,9 \cdot 10^{23}$. Таким образом, *вращение существенно затрудняет тепловую конвекцию в ядре Земли*. Тем не менее превышение температурного градиента над адиабатическим, необходимое для возникновения конвекции в слое жидкости с размерами ядра Земли, весьма незначительно. Действительно, согласно выражениям (287) и (297), при $T \gg 1$

$$R_c = \frac{\alpha g \beta_c^*}{\kappa \nu \pi^4} L^4 = 3 \left(\frac{T}{2} \right)^{2/3} \approx 1,2 \cdot 10^{16},$$

откуда $\beta_c^* \approx (1,2 \cdot 10^{16}) \kappa \nu \pi^4 / (\alpha g L^4) \approx 1,2 \cdot 10^{-14}$ град/см, где мы приняли $\alpha = 4,5 \cdot 10^{-6}$ град⁻¹, $\kappa = 5,5 \cdot 10^{-10}$ см²/с, $\nu = 10^{-8}$ см²/с, $g = 450$ см/с².

3. Рассмотрим теперь действие одного магнитного поля (без вращения), т. е. положим $T=0$. Уравнение (292) тогда приводится к виду $2l_c^3 - 3l_c^2 - M = 0$, что аналогично выражению (295). Приняв для Земли $B = 10$ Э (796 А/м), $v_m = 2,6 \cdot 10^{-4}$ см²/с, $\rho_0 = 10$ г/см³, получим, что $M \approx 1,5 \cdot 10^{11}$. Таким образом, для $M \gg 1$ получаем выражения, аналогичные (297):

$$l_c \approx \sqrt[3]{M/2}, \quad R_c = M.$$

Следовательно, *магнитное поле, подобно вращению, препятствует возникновению тепловой конвекции в ядре Земли*.

Неустойчивость жидкости при внешних воздействиях. Рассмотрим теперь одновременное действие вращения и поля ($T \neq 0$ и $M \neq 0$). Пусть угловая скорость задана. Можно показать, что по мере роста напряженности поля от нуля значение критического числа Рэлея сначала убывает, достигая некоторого минимума, после которого начинается его возрастание. Действительно, согласно (290), R есть функция l и M , т. е. $R = R(l, M)$. Абсолютный минимум R при заданном вращении ($T = \text{const}$) находится из системы уравнений

$$\partial R / \partial l = 0, \quad \partial R / \partial M = 0. \quad (298)$$

Первое уравнение системы (298) уже рассмотрено — это условие (292). Второе уравнение имеет вид $(l_c^2 + M)^2 = T l_c$. Решение этого уравнения совместно с выражением (292) дает $l_c = 3$. Таким образом, при $M = \sqrt[3]{3T} - 9$ возникает возмущение: $l_c = 3$, $R_c = 3\sqrt[3]{3T}$. Сравнивая это выражение с формулой (297), полученной для $T \gg 1$, $M = 0$, убеждаемся в существовании минимума R_c при $M \approx \sqrt[3]{3T}$. Характерно, что горизонтальные размеры конвективных

ячеек при этом одного порядка с глубиной L . Таким образом, магнитное поле определенной величины снимает ограничения, накладываемые вращением на тепловую конвекцию в ядре Земли. Условие $M \approx \sqrt{3T}$, согласно (288) и (289), дает

$$B^2 \approx \rho_0 v_m \sqrt{3} \cdot 2\omega. \quad (299)$$

При $\rho_0 \approx 10 \text{ г/см}^3$, $v_m = 2,6 \cdot 10^{-4} \text{ см}^2/\text{с}$, $\omega = 7,3 \cdot 10^{-5} \text{ с}^{-1}$ получаем $B \approx 28 \text{ Э}$, что по порядку величины совпадает с радиальным полем ядра Земли.

Итак, доказано, что конвекция в плоском слое жидкости глубиной L порядка размеров ядра Земли возникает практически при градиенте температуры, равном $\beta_{\text{ад}} = \alpha T g / c_p$, где T — температура; g — ускорение свободного падения; α — коэффициент объемного расширения жидкости.

Превышение градиента температуры над адиабатическим значением $\beta_{\text{ад}}$, необходимое для преодоления сил вязкости, практически крайне незначительно для любых разумных значений вязкости благодаря большому линейным размерам ядра ($L \approx 2,2 \cdot 10^8 \text{ см}$). Действительно, согласно (287) и (294)

$$\beta^* = \beta - \beta_{\text{ад}} = \frac{27}{4} \cdot \frac{\chi v}{\alpha g} \cdot \frac{\pi^1}{L^1} \sim L^{-1}.$$

Вращение увеличивает необходимый температурный градиент для сильных вращений ($T \gg 1$) согласно (287), (289) и (297)

$$\beta^* = 3 \frac{\chi}{\alpha g} 2^{2/3} \omega^{4/3} v^{-1/3} \left(\frac{\pi}{L} \right)^{4/3} \sim L^{-4/3},$$

что дает $\beta^* \approx 1,2 \cdot 10^{-13} \text{ град/см}$, т. е. опять-таки ничтожно малую величину. Магнитное поле порядка земного, как было показано, вновь снижает это значение. Таким образом, можно сказать, что тепловая конвекция в ядре Земли, если она возникает ($\beta > \beta_{\text{ад}}$), носит ярко выраженный турбулентный характер, так как для возникновения конвективной неустойчивости достаточно весьма малого превышения температурного градиента β^* над адиабатическим значением. Как было выяснено, неустойчивость возникает, начиная с некоторого характерного масштаба, определяемого параметром l_c . В дальнейшем с ростом градиента температуры β^* этот масштаб будет преобладать среди прочих типов возмущений. Характерно, что при сильном вращении ($T \gg 1$), согласно полученным оценкам для l_c (см. (297)), $l_c \approx (T/2)^{1/3}$. Магнитное поле некоторой оптимальной величины, определяемой из условия $M \approx \sqrt{3T}$, снижает эту величину до значения $l_c = 3$. Таким образом, в спектре турбулентности при наличии магнитного поля $B^2 \approx \rho_0 v_m \sqrt{3} \cdot 2\omega$ (см. (299)) определяющими будут вновь возмущения с линейными размерами порядка глубины жидкого ядра как в вертикальном, так и в горизонтальном направлениях.

§ 9. Условия образования тороидального магнитного поля B_λ в ядре в процессе регенерации

Из всех полей, возникающих при вращении жидкого ядра в постоянном магнитном поле, наиболее существенную роль играет поле B_λ (рис. 142). Так как в регенерации поля участвует лишь часть поля B_λ , вектор которой совпадает по своему направлению с осью вихревого движения жидкости, то вследствие этого напряженность поля B_λ должна быть очень велика по сравнению с B_0 . По расчетам Э. Булларда, она по крайней мере в 10 раз больше напряженности B_0 , так как только при этом условии может начаться процесс регенерации. Поэтому встает вопрос, возможно ли образование поля с напряженностью такой величины и какие требуются для этого условия. Величину напряженности поля B_λ можно найти из соотношения (244), заменив в нем угловую скорость линейной: $v = r\omega$.

Если положить $B_\lambda/B_0 = 10$, то при $\theta = 45^\circ$ выражение для скорости v как функции отношения d/a будет иметь вид

$$v = 25c^2 / [\pi \sigma d (1 - a^5/d^5)].$$

Если $\sigma/c^2 \sim 3 \cdot 10^{-6}$ ед. СГС, то кривая скорости в зависимости от d/a имеет форму, представленную на рис. 143. Кривая показывает, что в диапазоне значений d/a примерно от 0,3 до 0,9, что соответствует мощности внешнего слоя ядра от 2800 до 3500 км, скорость почти одна и та же и составляет около 0,013 см/с. Следовательно, уже при скорости 0,013 см/с обеспечивается генерация поля B_λ , по напряженности превосходящего в 10 раз первоначальное поле B_0 . В действительности скорость ядра относительно оболочки, если считать, что западный дрейф обусловлен разностью скоростей вращения ядра и оболочки, должна иметь величину в два раза меньше скорости западного дрейфа, а именно $v \approx 0,01$ см/с, т. е. ту, которую и предсказывает теория.

Так как на границе ядро — оболочка напряженность дипольного поля составляет примерно 4 Э (318,4 А/м), то вихревое (или тороидальное) поле внутри ядра должно иметь напряженность $B_\lambda \approx 40 \div 50$ Э (3184 ÷ 3263,4 А/м).

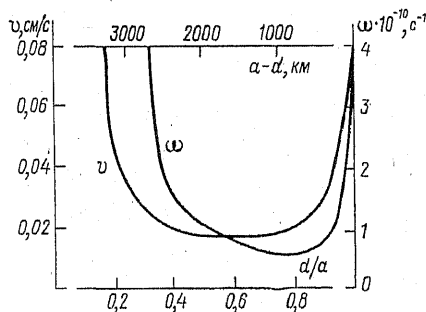


Рис. 143. Зависимость угловой и линейной скоростей от толщины внешнего ядра.

Для процесса регенерации требуется, чтобы турбулентное движение состояло из ряда колец большого диаметра (см. рис. 133), расположенных как в южном, так и в северном полушариях. Верхние края колец соприкасаются с оболочкой, а нижние — с внутренним ядром. Однако кольца такого диаметра неустойчивы и должны бы распадаться на ряд мелких колец, которые не в состоянии были бы обеспечить процесс регенерации, так как магнитное поле, индуцируемое в одном кольце, компенсировалось бы полем другого.

Движение жидких масс по кругу большого радиуса можно рассматривать как движение ламинарное, устойчивость которого определяется числом Рейнольдса

$$Re = \rho l v / \eta, \quad (300)$$

где v — скорость; ρ — плотность жидкости; l — длина движущегося объекта; η — коэффициент вязкости. Если $Re < 2000$, то движение ламинарное, если же оно больше, то ламинарное движение переходит в вихревое. Для вихревого кольца в ядре, диаметр которого равен толщине внешней части ядра, и при той скорости, которую имеет вихрь, число Рейнольдса значительно больше критического, и, следовательно, такое кольцо не могло бы оставаться неизменным неопределенно долгое время. Число Рейнольдса, как это следует из формулы (300), обратно пропорционально коэффициенту вязкости η , обуславливающему торможение движения. Роль такого торможения в кольце помимо вязкости ядра играет также электромагнитное торможение, которое во много раз превышает вязкость. Вследствие этого эффективная вязкость $\eta_{\text{эф}}$ становится на несколько порядков больше, и число Рейнольдса падает до величины меньше критической. Действительно, при наличии магнитного поля B число Рейнольдса Re_B выражается формулой: $Re_B = 4\pi\rho v^2/B^2$. Так как скорость в ядре, по расчетам Э. Булларда, составляет величину $\sim 10^{-2}$ см/с, а магнитное поле на поверхности ядра составляет 4 Э, то при плотности ядра $\rho = 10$ г/см³ число Рейнольдса будет иметь значение $Re \approx 10^{-3}$, т. е. на несколько порядков меньше того, которое требуется для возможности ламинарного движения.

Наиболее же существенной частью теории Э. Булларда остается вопрос о причинах неравномерности вращения ядра и оболочки. До сих пор мы рассматривали этот вопрос как опытный факт, вытекающий из существования западного дрейфа земного поля. Между тем проблема неравномерности движения ядра и оболочки является настолько важной для понимания всего процесса образования магнитного поля, что требует своего собственного объяснения.

По законам механики общий момент вращения Земли может меняться лишь под воздействием внешних сил, оставаясь неизменным, какие бы ни происходили процессы внутри самой Земли. Поэтому первое, на что было обращено внимание для объяснения рассматриваемого явления, это влияние небесных тел (Солнца,

Луны и других планет) на движение Земли. Известно, что такие влияния вызывают перемещения жидких масс на Земле (явления приливов) и изменения направления оси вращения в пространстве (явления прецессии и нутации). Однако точные расчеты Х. Бонди и Р. Литтлтона [167], а также самого Э. Булларда [170] показали, что ни приливы, ни прецессии, ни нутации не могут вызвать той разности угловых скоростей во вращении ядра и оболочки, которая вытекает из западного дрейфа геомагнитного поля и которая необходима для образования тороидального поля внутри ядра.

Наконец, можно было бы привлечь для объяснения этого явления факты наблюдаемой неравномерности вращения всего земного шара, которая проявляется в неравномерности суток, и сравнить их с данными о вековых вариациях. Но и здесь расчеты Э. Булларда показали, что даже при наибольшем внезапном изменении суток, которое наблюдалось в 1897 г., когда сутки увеличились на 0,0034 с, изменения в относительной скорости ядра и оболочки должны были быть на порядок меньше того, что требует теория. Поэтому причины разности угловых скоростей ядра и оболочки необходимо искать внутри самой Земли, и к числу их, несомненно, следует отнести конвективные движения в жидком ядре, которые создают дополнительный момент вращения.

По законам механики изменение момента вращения должно сопровождаться появлением момента силы M_F согласно уравнению $dM_\omega/dt = M_F$. При конвективном движении массы жидкости, находящиеся в верхней части ядра и обладающие большим моментом вращения, должны спускаться к центру ядра, а нижние массы, наоборот, подниматься вверх. Вследствие этого центральная часть ядра по закону сохранения момента количества движения приобретает больший момент вращения, а верхняя, наоборот, — меньший. Это равносильно тому, что верхняя часть ядра будет вращаться медленнее, а нижняя — более ускоренно.

Рассмотрим, с какой скоростью должен происходить переход жидкости из верхней части в нижнюю, т. е. определим вертикальную составляющую скорости вихревого движения.

Предположим, что ядро радиусом a состоит из двух равных по массе половин, разделенных поверхностью шара радиусом a_1 . Величину a_1 легко определить из условия равенства масс или объемов, считая, что плотность ядра везде одинакова, т. е. $(4/3)\pi a_1^3 = (4/3)\pi a^3 - (4/3)\pi a_1^3$, откуда $a_1 = 0,79a$. Найдём теперь, насколько изменится момент вращения каждой из этих половин, когда массы верхней половины перейдут в нижнюю, а нижние — в верхнюю часть, т. е. поменяются местами.

Если массу всего ядра обозначить через m , а его угловую скорость через ω , то до начала обмена моменты вращения M_{ω_1} и M_{ω_2} каждой половины (нижней и верхней) определятся по формулам

$$M_{\omega_1} = \mathcal{I}_{\omega_1}, \quad M_{\omega_2} = (\mathcal{I} - \mathcal{I}_1) \omega, \quad (301)$$

где \mathcal{I}_1 и \mathcal{I} — моменты инерции соответственно нижней половины и всего ядра. Момент инерции можно определить по формуле $\mathcal{I} = (2/5)a^2m$. Поэтому, заменяя в выражениях (301) \mathcal{I} и \mathcal{I}_1 их значениями, будем иметь:

$$M_{\omega_1} = 0,126ma^2\omega, \quad M_{\omega_2} = 0,273ma^2\omega. \quad (302)$$

При переходе массы жидкости из верхней половины в нижнюю момент вращения нижней половины станет равным M_{ω_2} , а верхней — M_{ω_1} , вследствие этого угловые скорости в той и другой частях изменятся и определятся по формулам $M_{\omega_2} = 0,126ma^2\omega_1$, $M_{\omega_1} = 0,273ma^2\omega_2$. Следовательно, нижняя половина изменит свой момент вращения на величину

$$M_{\omega_2} - M_{\omega_1} = \Delta M_{\omega} = 0,126ma^2(\omega_1 - \omega), \quad (303)$$

и на такую же величину, в силу закона сохранения момента, — верхняя часть ядра. Из уравнения (303), заменяя в нем M_{ω_1} и M_{ω_2} значениями из формул (302), найдем, что $\omega_1 - \omega = 1,17\omega$ и $\omega_1 - \omega_2 = 1,71\omega$, вследствие чего

$$\Delta M_{\omega} = 0,126ma \cdot 1,17\omega = 0,147ma^2\omega. \quad (304)$$

Время Δt , в течение которого происходит обмен массами, найдем, если будем считать, что жидкость втекает в нижнюю часть ядра через одну половину поверхности радиусом $a_1 = 0,79a$ со средней радиальной скоростью v_r , а через другую половину вытекает с той же скоростью. В этом случае время Δt , необходимое для прохождения массы жидкости, заполняющей половину верхней части ядра, в нижнюю, определяется из равенства масс верхней и нижней частей ядра, а именно масса жидкости Q , прошедшей через половину поверхности сферы радиусом a_1 , очевидно, будет равна $Q = \rho v_r \Delta t 2\pi a_1^2$, где ρ — плотность жидкости. Эта масса займет объем шара радиусом a_1 , вследствие чего можно записать равенство $2\pi \rho v_r a_1^2 \Delta t = (4/3)\pi a_1^3 \rho$. Откуда, заменяя a_1 его значением, получим

$$\Delta t = 0,53a/v_r. \quad (305)$$

Из соотношений (304) и (305) находим величину скорости изменения момента вращения, или момента количества движения:

$$\Delta M_{\omega}/\Delta t = 0,28ma\omega v_r.$$

Эта величина должна быть равна моменту сил, каким является момент электромагнитных сил, определяемый формулой (249), т. е. $0,28ma\omega v_r = (4/15)a^3B_0B_{\lambda}$, откуда $v_r = a^2B_0B_{\lambda}/(m\omega) = 3B_0B_{\lambda}T/(4\pi a\rho 2\pi)$. Подставляя значения $a = 3,5 \cdot 10^8$ см, $B_0 = 4$ Э, $B_{\lambda} = 40$ Э, $\rho = 10$ г/см³, $T = 86400$ с, получаем $v_r = 1,4 \cdot 10^{-4}$ см/с.

Тангенциальная же скорость (или линейная) вращательного движения ядра относительно оболочки при тех же параметрах ядра, как было указано выше, должна составлять около $0,013$ см/с, т. е. почти в 100 раз больше. При скорости же радиального перемещения $1,4 \cdot 10^{-4}$ см/с потребовалось бы для перехода жидкой массы ядра из верхней части в нижнюю (считая радиус ядра равным 1000 км) около 23 000 лет ($t = (1000 \cdot 10^5) : (1,4 \cdot 10^{-4})$ с), срок достаточно малый в жизни Земли, в течение которого произошло бы перераспределение угловых моментов в ядре.

Таким образом, *турбулентные движения в ядре, вызванные температурным градиентом, могут полностью объяснить возникновение замедленного движения ядра на периферии и более быстрого на глубине.* Следует также указать, что при выводе формулы (243), показывающей зависимость магнитного поля в ядре от скорости относительного движения, предполагалось, что внутреннее ядро радиусом d вращается со скоростью v внутри неподвижной оболочки радиусом a той же самой проводимости. Однако уравнение (243) не изменится, если система координат будет вращаться со сферой радиусом d . Поэтому решение задачи, выражаемое формулой (243), будет эквивалентно решению задачи о вращении оболочки радиусом a относительно неподвижной сферы радиусом d .

§ 10. Основные особенности геомагнитного поля, объясняемые динамо-теорией

Главные особенности геомагнитного поля, которые должны найти удовлетворительное объяснение в теории, описывающей его происхождение, сводятся к следующему:

геомагнитная ось отклонена от оси вращения Земли лишь на небольшой угол; при осреднении за интервал времени порядка 10^6 лет геомагнитная ось совпадает с осью вращения;

геомагнитное поле на поверхности Земли по своим характеристикам близко к дипольному;

на поверхности Земли оно имеет напряженность порядка $0,5 \text{ Э}$;

геомагнитное поле имеет недипольную компоненту;

существуют вариации геомагнитного поля с периодами 10^2 , 10^3 , 10^4 лет;

геомагнитное поле претерпевает инверсии.

Все эти особенности объясняются с позиций современной динамо-теории.

В предыдущих параграфах было показано, что при определенных условиях в ядре вследствие динамо-эффекта может возникнуть процесс регенерации, который приводит к образованию дипольной части земного магнитного поля.

Вращение Земли, с одной стороны, определяет происхождение тороидальных полей, а с другой — через кориолисовы силы влияет на конвективные движения в жидком ядре. Таким образом, гео-

магнитная ось не может не быть связанной с осью вращения Земли.

В § 7 мы уже видели, что в сфере радиусом 500 км, вращающейся в вихревом поле B_{λ} , создается магнитное поле, эквивалентное полю диполя, момент которого как раз соответствует моменту источника, создающего недипольную часть магнитного поля Земли. Таким образом, и недипольная компонента геомагнитного поля находит объяснение в динамо-теории геомагнетизма.

Дискретный (или по крайней мере узкополосный) временной спектр вековых вариаций (см. гл. 5) указывает на существование конечного числа процессов в жидком ядре с различными характерными временами, т. е. вековым вариациям разного периода можно приписать разные механизмы генерации. Вековые вариации с $T=10^4$ лет являются основными колебаниями динамо-механизма [30]. Это период колебаний напряженности тороидальных полей, который отражается в конечном продукте генерации — полоидальном поле. Наклон конвективного вихря к меридиональной плоскости регулируется соотношением кориолисовой и электромагнитной сил, и колебание тороидального поля передается конвективному вихрю. При этом возникает пакет волн с $T=10^3$ лет. Эти волны имеют, естественно, магнитогидродинамическую природу и получили название *МАК-волн*, так как образуются они при действии электромагнитных, кориолисовых сил и сил Архимеда (последние в современных динамо-теориях Земли являются основной, наряду с тепловой, причиной конвективных движений в ядре [6*, 29]). Проявляются МАК-волны и в магнитном поле, и в скорости конвективных движений: они играют роль генерирующих скоростей в механизме земного динамо, обеспечивая необходимую асимметрию движений (см. § 6). Распространение и суперпозиция МАК-волн может объяснить основные черты вековых вариаций и отступление реальных вековых вариаций от периодического процесса. Западный дрейф геомагнитного поля связывается с бегущими волнами, огибающими земной шар, недрейфующая часть вековых вариаций — стоячие волны.

Периоды вековых вариаций, равные 10^2 лет, как считает С. Брагинский, — это крутильные колебания, возникающие из-за воздействия магнитного поля на вращение ядра. Однако, как было показано в гл. 5, существует и другая точка зрения: вариации с $T=60$ лет — основной цикл вариаций с $T=10^2$ лет — связаны с неоднородностями границы ядро — мантия.

Объяснение инверсий магнитной оси земного шара не встречает принципиальных трудностей в динамо-теории. Предположение о том, что при существующих параметрах ядра земное динамо работает в режиме, близком к неустойчивому, и, следовательно, способно распадаться при небольших внешних воздействиях, может объяснить случайный характер инверсий оси (см. гл. 8).

Подробное изложение теории инверсий дается в следующем параграфе.

§ 11. Теория самообращения магнитной оси земного шара

Первая попытка объяснить явление инверсии магнитной оси была сделана Э. Буллардом, который, подробно анализируя явление динамо-эффекта в униполярной машине (см. рис. 132), показал, что такая машина при любых условиях ее движения не в состоянии самопроизвольно изменить направление индуцированного ею поля на обратное [174]. Единственное, что происходит в такой модели при вращении диска — это периодические колебания напряженности индуцированного магнитного поля с амплитудой, значительно меньшей, чем полная величина его напряженности. Однако, как указывает Э. Буллард, это не исключает того, что более сложная модель такой динамо-машины не обнаружит подобного явления.

В более общем виде эта задача была решена С. Ранкорном, который, исходя из выводов Э. Булларда, что в ядре при вращении его с относительной угловой скоростью возникает внутреннее вихревое поле B_λ , показал, что уравнения магнитной гидродинамики не исключают возможности изменения направления магнитного момента земного ядра на обратное [283]. Согласно магнито-гидродинамической теории земного магнетизма, дипольный магнитный момент обусловлен токами в ядре, вследствие чего для решения вопроса о возможности самообращения магнитной оси земного шара необходимо выразить этот момент как функцию плотности токов, протекающих в ядре.

В § 2 гл. 1 было показано, что магнитный момент линейного контура есть произведение силы тока на площадь контура, т. е. $M = IS/c$. В свою очередь площадь контура является суммой элементарных площадок ds (рис. 144), т. е. $S = (1/2) \oint (\mathbf{r} \times d\mathbf{r}')$, где \mathbf{r} — радиус-вектор, проведенный из центра контура; $d\mathbf{r}'$ — элемент длины контура. Обозначив расстояние от начала координат до центра контура через R , легко найти, что $\mathbf{r} = \mathbf{r}' - \mathbf{R}$, поэтому $S = (1/2) \oint ((\mathbf{r}' - \mathbf{R}) \times d\mathbf{r}')$. При этом интегрирование здесь должно быть произведено вдоль контура C . Второй интеграл правой части, как легко видеть, равен нулю, поэтому

$$\mathbf{M} = \frac{IS}{c} = \frac{I}{2c} \oint (\mathbf{r}' \times d\mathbf{r}').$$

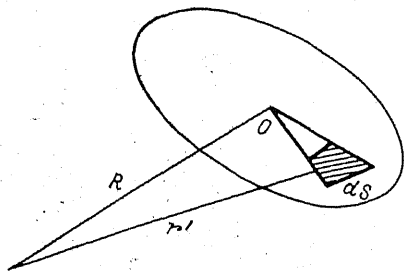


Рис. 144. К выводу выражения, описывающего магнитный момент линейного контура.

Если имеется не один контур тока, а целый объем пространства, в котором циркулируют токи, то силу тока I необходимо заменить плотностью j по формуле $I dr' = j d\tau$; в таком случае дипольный магнитный момент земного ядра выразится, как

$$\mathbf{M} = (1/2c) \int_{\tau} (\mathbf{r}' \times \mathbf{j}) d\tau, \quad (306)$$

а намагниченность, как

$$\mathbf{J} = \Delta \mathbf{M} / \Delta \tau = (1/2c) (\mathbf{r}' \times \mathbf{j}).$$

Подставим в формулу (306) вместо плотности тока j его выражение (203), опуская индекс у r , тогда

$$\mathbf{M} = -\frac{\sigma}{2c} \int_{\tau} (\mathbf{r} \times \mathbf{E}) d\tau + \frac{\sigma}{2c^2} \int_{\tau} \mathbf{r} \times (\mathbf{v} \times \mathbf{B}) d\tau.$$

Первый из этих интегралов равен нулю, так как при установившемся режиме в ядре $\mathbf{E} = -\nabla U$, где U — потенциал электрического поля, и, следовательно:

$$\int_{\tau} (\mathbf{r} \times \mathbf{E}) d\tau = - \int_{\tau} (\mathbf{r} \times \nabla U) d\tau = \int_{\tau} \text{rot}(\mathbf{r}, U) d\tau.$$

Интеграл в правой части преобразуется в поверхностный по формуле $\int_{\tau} \text{rot}(\mathbf{r}, U) d\tau = \int (\mathbf{r}, U) \times d\mathbf{S}$. Для шаровой поверхности, какой является ядро, $d\mathbf{S}$ и \mathbf{r} имеют одинаковое направление, вследствие чего последний интеграл равен нулю, и

$$\mathbf{M} = \frac{\sigma}{2c^2} \int_{\tau} \mathbf{r} \times (\mathbf{v} \times \mathbf{B}) d\tau,$$

или, согласно формулам векторной алгебры:

$$\mathbf{M} = \frac{\sigma}{2c^2} \left[\int_{\tau} (\mathbf{r}, \mathbf{B}) \mathbf{v} d\tau - \int_{\tau} (\mathbf{r}, \mathbf{v}) \mathbf{B} d\tau \right]. \quad (307)$$

Выразим далее \mathbf{B} через составляющие вектор-потенциала \mathbf{A} по направлению радиус-вектора \mathbf{A}_r и по направлению, к нему перпендикулярному \mathbf{A}_t , т. е. $\mathbf{B} = \text{rot} \mathbf{A}_r + \text{rot} \mathbf{A}_t$. Но $\mathbf{A}_r = \mathbf{r} \psi(x, y, z)$, $\mathbf{A}_t = \mathbf{r} \times \nabla \varphi(x, y, z)$, где φ и ψ — некоторые скалярные функции координат точки, в которой рассматривается вектор-потенциал \mathbf{A} , и, следовательно:

$$\mathbf{B} = \text{rot}(\mathbf{r}, \psi) + \text{rot}(\mathbf{r} \times \nabla \varphi) = \mathbf{B}_r + \mathbf{B}_s. \quad (308)$$

Нетрудно видеть, что вектор $\mathbf{B}_r = \text{rot}(\mathbf{r}, \psi)$ направлен перпендикулярно \mathbf{r} , а вектор $\mathbf{B}_s = \text{rot}(\mathbf{r} \times \nabla \varphi)$ — по направлению \mathbf{r} , и, следовательно, \mathbf{B}_r и \mathbf{B}_s являются векторами тороидального и полиoidalного полей.

Аналогично можно выразить и вектор скорости, который также является вихревым:

$$\mathbf{v} = \mathbf{v}_\tau + \mathbf{v}_s = \text{rot}(\mathbf{r}, \psi') + \text{rot}(\mathbf{r}, \nabla \varphi'), \quad (309)$$

где φ' и ψ' — также скалярные функции. Подставляя значения векторов \mathbf{v} и \mathbf{B} по формулам (308), (309) в уравнение (307) и принимая во внимание, что скалярные произведения $(\mathbf{r}, \mathbf{B}_\tau) = (\mathbf{r}, \mathbf{v}_\tau) = 0$, будем иметь:

$$\mathbf{M} = \frac{\sigma}{2c^2} \left[\int_{\tau} (\mathbf{r}, \mathbf{B}_s) (\mathbf{v}_\tau + \mathbf{v}_s) d\tau - \int_{\tau} (\mathbf{r}, \mathbf{v}_s) (\mathbf{B}_\tau + \mathbf{B}_s) d\tau \right]. \quad (310)$$

С. Ранкорн предположил, что наблюдаемое магнитное поле \mathbf{B}_0 на земной поверхности представляет собой вторичное по отношению к внутреннему вихревому полю, которое вместе с движением жидкой массы ядра является причиной возникновения токов в ядре. Поэтому в формуле (203) для плотности тока, а следовательно, и в формуле (310) за вектор \mathbf{B} следует принять напряженность внутреннего вихревого поля \mathbf{B}_λ , которое не может иметь составляющей по направлению радиус-вектора \mathbf{r} , вследствие чего в выражении (310) для \mathbf{M} составляющая \mathbf{B}_s должна быть равна нулю, и тогда

$$\mathbf{M} = \frac{\sigma}{2c^2} \int (\mathbf{r}, \mathbf{v}_s) \mathbf{B}_\tau d\tau = \int [\mathbf{r}, \text{rot}(\mathbf{r} \times \nabla \varphi')] \text{rot}(\mathbf{r}, \psi) d\tau.$$

На основании формул векторного анализа можно записать:

$$\text{rot}(\mathbf{r} \times \nabla \varphi') = \mathbf{r} \text{div} \nabla \varphi' - \nabla \varphi' \text{div} \mathbf{r} + (\nabla \varphi' \nabla) \mathbf{r} - (\mathbf{r} \nabla) \nabla \varphi'.$$

Но $\text{div} \nabla \varphi' = \Delta \varphi'$, $\text{div} \mathbf{r} = 3$, $\text{rot}(\mathbf{r}, \psi) = \mathbf{r} \times \nabla \psi$, $(\mathbf{r} \nabla) \nabla \varphi' = \mathbf{r} \times (\partial^2 \varphi' / \partial r^2)$, $(\nabla \varphi' \nabla) \mathbf{r} = \nabla \varphi'$. Следовательно:

$$\text{rot}(\mathbf{r} \times \nabla \varphi') = \mathbf{r} \nabla \varphi' - \frac{\partial^2 (\mathbf{r}, \varphi')}{\partial r^2},$$

$$\mathbf{M} = \frac{\sigma}{2c^2} \int_{\tau} \left(r^2 \Delta \varphi' - r \frac{\partial^2 (\mathbf{r}, \varphi')}{\partial r^2} \right) (\mathbf{r} \times \nabla \psi) d\tau.$$

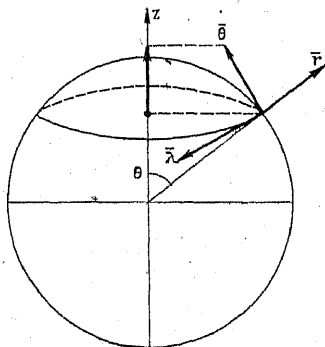


Рис. 145. Составляющие дипольного магнитного момента.

Дипольный магнитный момент направлен по оси вращения, которая является осью сферических координат z . Составляющую же момента M по этой оси найдем, если выразим векторное произведение $\mathbf{r} \times \nabla \psi$ через составляющие по направлениям θ и λ :

$$(\mathbf{r} \times \nabla \psi) = \frac{\partial \psi}{\sin \theta \partial \lambda} \mathbf{e}_\theta - \frac{\partial \psi}{\partial \theta} \mathbf{e}_\lambda,$$

где \mathbf{e}_θ и \mathbf{e}_λ — единичные векторы по направлениям меридиана и параллели. Если спроектируем эти составляющие на ось вращения (рис. 145), то первая составляющая даст $\partial \psi / \partial \lambda$, а вторая — нуль, и, следовательно:

$$M_z = \frac{\sigma}{2c^2} \int_{\tau} f(r, \theta, \lambda) \frac{\partial \psi}{\partial \lambda} r^2 \sin \theta d\theta d\lambda,$$

$$\text{где } f(r, \theta, \lambda) = r^2 \Delta \psi' - r \frac{\partial^2 (r \psi')}{\partial r^2}.$$

Функции f и ψ можно разложить в ряд по сферическим функциям, т. е. представить их в виде

$$f = \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=0}^n F_n(r) P_n^m(\cos \theta) (a_n^m \cos m\lambda + b_n^m \sin m\lambda),$$

$$\psi = \sum_{k=1}^{\infty} \sum_{l=0}^k \Phi_k(r) P_k^l(\cos \theta) (a_k^l \cos l\lambda + b_k^l \sin l\lambda).$$

Так как по свойству тригонометрических функций и функций Лежандра

$$\int_0^{2\pi} \cos m\lambda \frac{\cos l\lambda}{\sin l\lambda} d\lambda = 0, \text{ если } l \neq m,$$

$$\int_0^{2\pi} \cos m\lambda \cos l\lambda d\lambda = \begin{cases} \pi, & \text{если } m = l > 0, \\ 2\pi, & \text{если } m = l = 0, \end{cases}$$

$$\int_0^\pi P_n^m P_k^l \sin \theta d\theta = 0, \text{ если } n \neq k,$$

$$\int_0^\pi (P_n^m)^2 \sin \theta d\theta = \frac{2(n+m)!}{(2n+1)(n-m)!}, \text{ если } n = k,$$

то при $m=l=0$

$$M_z = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2\pi\sigma}{(2n+1)c^2} \int_{r_1}^{r_2} r^2 F_n(r) \Phi_n(r) dr, \quad (311)$$

где r_1 и r_2 — границы ядра. Отсюда вытекает, что M_z может иметь знаки плюс и минус в зависимости от того, какой знак у функции $F_n(r)$ или $\Phi_n(r)$. Но вид функции $F_n(r)$ обусловлен видом функции скорости турбулентного движения в ядре, а $\Phi_n(r)$ — видом функции тороидального поля. Так как B_τ считается постоянной во

времени, то изменение величины и знака M_z зависит исключительно от функции $F_n(r)$, т. е. от изменения скорости, обусловленной физическими условиями в ядре.

К сожалению, эти условия нам еще не известны, и поэтому производить расчет магнитного момента по формуле (311) можно лишь, задаваясь функцией $F_n(r)$. Тем не менее выводы С. Ранкорна указывают на возможность инверсии магнитной оси при изменении с течением времени физических условий в ядре.

Теория самообращения С. Ранкорна, рассмотренная выше, носит чисто формальный характер и не дает какого-либо физического представления о самом процессе самообращения. Значение ее заключается лишь в том, что она доказывает математически возможность (которая определяется знаком функции $F_n(r)$) существования такого процесса. Однако вопрос о том, при каких условиях функция $F_n(r)$ может менять свой знак, остается в этой теории открытым.

Одним из решений этого вопроса явилась модель двойного динамо, предложенная Т. Рикитаки и схематически представленная на рис. 146.

Как видно, она является не чем иным, как видоизменением модели, рассмотренной в § 3 (см. рис. 132), в которой один вращающийся диск заменен двумя взаимно связанными дисками. Особенностью такой модели по сравнению с однодисковой является то, что она не только может самовозбуждаться, но при определенных условиях и находиться в неустойчивом состоянии, которое приводит к изменению как величины, так и направления вектора возбуждаемого ею магнитного поля.

При вращении обоих дисков с угловыми скоростями ω_1 и ω_2 в магнитном поле B , направление вектора которого совпадает с осью вращения, в каждом из дисков возникают э.д.с. и ток, направленные от периферии к центру или от центра к периферии, в зависимости от направления ω и B . Вследствие этого в контуре A (см. рис. 146) потечет ток, возбуждаемый диском 1, который начнет взаимодействовать с током в диске 2. И наоборот, ток в контуре B начнет взаимодействовать с током в диске 1. Такое взаимодействие в зависимости от параметров модели и от величины скоростей ω_1 и ω_2 приведет к перераспределению как скоростей ω_1 и ω_2 , так и возбуждаемых токов I_1 и I_2 , а следовательно,

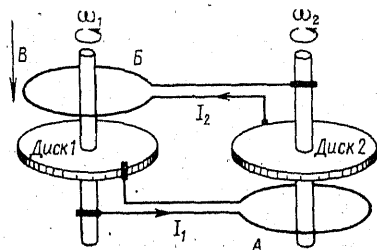


Рис. 146. Схема модели двойного динамо.

Объяснения см. в тексте.

и магнитных полей, создаваемых каждым контуром. Так в этой модели будет осуществляться процесс генерации и регенерации магнитного поля.

Теория этого процесса, данная также Т. Рикитаки, сводится к решению уравнений движения дисков и их электромагнитного состояния. Эти уравнения по законам механики и электродинамики могут быть записаны в виде

$$\mathcal{I}_1 \frac{d\omega_1}{dt} = M_{\omega_1} - M_{1,2} I_1 I_2, \quad \mathcal{I}_2 \frac{d\omega_2}{dt} = M_{\omega_2} - M_{2,1} I_1 I_2, \quad (312)$$

$$L_1 \frac{dI_1}{dt} + R_1 I_1 = \omega_1 M_{1,2} I_2, \quad L_2 \frac{dI_2}{dt} + R_2 I_2 = \omega_2 M_{2,1} I_1,$$

где L_1 и L_2 — индуктивности дисков 1 и 2, а \mathcal{I}_1 и \mathcal{I}_2 — их моменты инерции; $M_{1,2}$ и $M_{2,1}$ — взаимная индуктивность между контуром А и диском 2 и контуром В и диском 1; R_1 и R_2 — сопротивления контуров А и В; M_{ω_1} и M_{ω_2} — моменты вращения дисков, вызванные внешними силами.

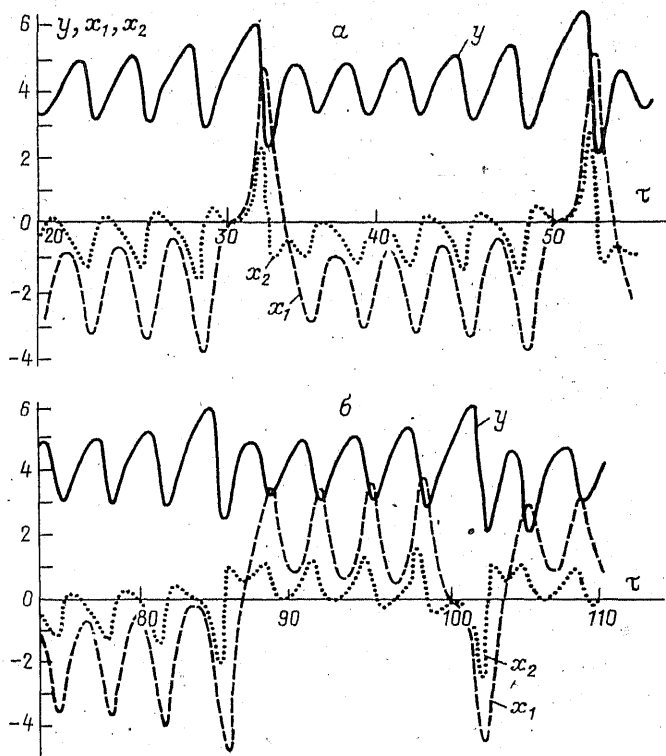


Рис. 147. Колебания системы двух дисковых динамо с параметрами $\mu=1$, $a=3,75$.

Решая уравнения (312) относительно ω_1 , ω_2 , I_1 и I_2 , мы и получим зависимости этих величин от времени. Однако не прибегая к решению, можно найти условия, при которых система будет находиться в устойчивом состоянии.

Действительно, полагая ω_1 , ω_2 , I_1 и I_2 постоянными, из уравнения (312) будем иметь:

$$I_1 I_2 = \frac{M_{\omega 1}}{M_{1,2}} = \frac{M_{\omega 2}}{M_{2,1}}, \quad \omega_1 = \frac{R_1 I_1}{M_{1,2} I_2}, \quad \omega_2 = \frac{R_2 I_2}{M_{1,2} I_1}.$$

Таким образом, необходимым условием устойчивого состояния является равенство отношений $M_{\omega 1}/M_{1,2} = M_{\omega 2}/M_{2,1}$, и в частном случае: $M_{\omega 1} = M_{\omega 2} = M_{\omega}$ и $M_{1,2} = M_{2,1} = M$. Если это условие выполнено, то токи I_1 и I_2 и скорости ω_1 и ω_2 в устойчивом состоянии должны иметь значения

$$I_{1,c} = \sqrt{\frac{k M_{\omega}}{M}}, \quad I_{2,c} = \sqrt{\frac{M_{\omega}}{M}}, \quad \omega_{1,c} = \frac{k R_1}{M}, \quad \omega_{2,c} = \frac{R_2}{k M},$$

где $k = I_{1,c}/I_{2,c}$.

Переходя к решению системы уравнений (312), в целях упрощения, следуя Т. Рикитаки, будем считать, что $L_1 = L_2 = L$, $R_1 = R_2 = R$, $M_{1,2} = M_{2,1} = M$, $\mathcal{J}_1 = \mathcal{J}_2 = \mathcal{J}$ и $M_{\omega 1} = M_{\omega 2} = M_{\omega}$. Кроме того, произведем замену всех функций и аргумента в уравнениях безразмерными величинами по формулам

$$\begin{aligned} I_1 &= (M_{\omega}/M)^{1/2} x_1, \quad \omega_1 = [M_{\omega} L / \mathcal{J} M]^{1/2} y_1, \\ t &= [\mathcal{J} L / (M_{\omega} M)]^{1/2} \tau, \quad I_2 = (M_{\omega}/M)^{1/2} x_2, \\ \omega_2 &= [M_{\omega} L / (\mathcal{J} M)]^{1/2} y_2, \quad \mu = (R/L) (L \mathcal{J} / M)^{1/2}. \end{aligned}$$

Тогда уравнения (312) сведутся к следующей безразмерной системе:

$$\begin{aligned} \frac{dx_1}{d\tau} + \mu x_1 &= y_1 x_1, \quad \frac{dx_2}{d\tau} + \mu x_2 = y_2 x_1, \\ \frac{dy_1}{d\tau} &= \frac{dy_2}{d\tau} = 1 - x_1 x_2. \end{aligned} \quad (313)$$

В отличие от уравнений однодискового динамо (201) проинтегрировать уравнения (313) элементарным способом невозможно. Последние два уравнения системы (313) дают $y_1 - y_2 = a$, где a — константа.

Численное интегрирование этих уравнений при $\mu = 1$ и $a = 3,75$ было произведено Т. Рикитаки, Д. Алланом и другими учеными с использованием вычислительных машин [14*, 153]. Результаты приведены на рис. 147. Токовые переменные x_1 и x_2 колеблются некоторое время около одного из стационарных состояний, при этом происходит возрастание амплитуды, а затем x_1 и x_2 внезап-

но начинают колебаться вокруг другого стационарного состояния, т. е. происходит обращение знака поля, создаваемого этими токами. Расчеты показали, что стационарное состояние нестабильно, когда число дисковых динамо $N > 2$.

В дальнейшем исследователями было показано, что в зависимости от параметров μ и a и начальных условий система двойного динамо может давать разные варианты поведения функций $x_1(\tau)$ и $x_2(\tau)$, но все они имеют циклический характер, т. е. магнитное поле, возбуждаемое такой системой, меняет свою величину и направление через разные промежутки времени на противоположные, и такие циклы самообращения направления вектора поля могут происходить неопределенное число раз, если только вращающиеся системы поддерживаются внешней энергией.

Таким образом, динамо-теория может объяснить и инверсии геомагнитного поля.

ВНУТРЕННЕЕ СТРОЕНИЕ ЗЕМЛИ ПО ГЕОМАГНИТНЫМ ДАННЫМ

Современная теория геомагнитного поля предполагает, что в жидком ядре Земли происходит непрерывное перемещение вещества. Такое предположение с необходимостью следует из основных характеристик главного геомагнитного поля, установленных палеомагнитными исследованиями.

В самом деле, с одной стороны, геомагнитная ось, хотя и меняет непрерывно свое положение, не отклоняется существенно от географической оси. Для последних 20 млн лет это отклонение, если не считать инверсий, не превышало 20° , причем среднее положение геомагнитной оси для каждой из геомагнитных эпох совпало с географической осью. Этот факт, а также то, что в результате инверсий направление магнитного момента меняется на обратное, т. е. геомагнитная ось не смещается сколько-нибудь заметно, заставляет предположить, что направление магнитного момента Земли контролируется ее суточным вращением. С другой стороны, сам факт инверсий противоречит предположению, что суточное вращение является единственной причиной существования геомагнитного поля. Если добавить к этому, что магнитное поле имеет возраст не меньший возраста земной коры, т. е. примерно $3 \cdot 10^9$ лет, и что за это время его величина значительно не менялась, то остается единственно возможное утверждение: внутри Земли существует область, где проводящее вещество непрерывно перемещается относительно оси вращения.

Поле, время от времени меняющее свою полярность, может создаваться только в результате движений проводящего вещества, причем сам факт изменения полярности указывает на то, что таким движением не может быть суточное вращение Земли. Близость геомагнитной и географической осей означает (см. гл. 8), что суточное вращение не определяет, а только контролирует процесс динамо.

Наличие вековых вариаций, т. е. изменений геомагнитного поля с периодами $10^2 \div 10^4$ лет, позволяет утверждать, что геомагнитное поле не может создаваться в среде, обладающей характеристиками земной мантии. Столь быстрые изменения магнитного поля требуют соответствующих скоростей передачи энергии, при этом единственным механизмом передачи энергии, согласно численным оценкам, может быть конвекция вещества. Вековые вариации требуют предположения о скоростях перемещения вещества порядка миллиметра в секунду, т. е. о кинематической вязкости, значительной меньшей, чем у мантии (кинематическая вязкость мантии по разным оценкам $10^{20} \div 10^{26}$ П = $10^{19} \div 10^{25}$ Па·с).

Как указывалось ранее, область внутри Земли, где возможны «жидкие» конвективные перемещения вещества, была установлена не на основании соображений о возникновении геомагнитного поля, а при помощи сейсмологических исследований: внешнее ядро Земли — сферический слой на расстоянии от 1250 до 3470 км от центра Земли — не пропускает поперечных сейсмических волн, т. е. ведет себя как жидкость: его кинематическая вязкость по разным оценкам $10^3 \div 10^9$ П = $10^2 \div 10^8$ Па·с.

Принимая во внимание внутреннее происхождение главного геомагнитного поля, механизм генерации его связывают с внешним ядром.

На основании особенностей геомагнитного поля, о которых упоминалось выше, было высказано предположение, что вещество жидкого ядра находится в состоянии непрерывного перемещения. Позднее это нашло подтверждение и в изменении суточного вращения Земли. О характере и скорости таких перемещений в настоящее время нельзя сказать ничего определенного ни на основании магнитогидродинамической теории генерации магнитного поля, ни по имеющимся оценкам физических параметров ядра. Теория накладывает только одно жесткое ограничение: при симметричных относительно оси вращения конвективных перемещениях генерация поля, которое мы наблюдаем на поверхности Земли, невозможна. Вихри в жидком ядре должны быть асимметричными и трехмерными. Количество вихрей, естественно, связано с их размерами. Можно предположить, что диаметр каждого вихря соизмерим с толщиной жидкого ядра. С. Ранкорн по периоду вековых вариаций оценил характерный размер вихря в 1000 км [121], что согласуется с этим предположением. Ю. Калинин, основываясь на изменении частоты инверсий, считает более вероятным предположение о том, что вихри пронизывают все жидкое ядро [86]. При плотной «упаковке» изометричных вихрей в жидком ядре может возникать одновременно 25 ÷ 30 вихрей. Однако Э. Буллард и С. Брагинский, авторы наиболее разработанных гидромагнитных теорий динамо [29, 169, 170, 172], принимают более крупномасштабную конвекцию, состоящую всего из 6 ÷ 8 вихрей, и хорошее описание этими теориями особенностей геомагнитного поля заставляет считать такую модель вихрей вполне правомочной.

Скорость вихревых перемещений можно оценить из соотношения электромагнитных и кориолисовых сил, при котором динамомеханизм будет работать. Различные оценки дают скорость от миллиметров до сотых долей миллиметра в секунду. Э. Буллард, считая, что западный дрейф земного поля отражает конвективные перемещения вещества относительно мантии, оценил скорость этих перемещений по скорости западного дрейфа и получил величину того же порядка. Кроме конвективных перемещений теория гидромагнитного динамо требует неоднородного вращения жидкого ядра с уменьшением угловой скорости от внутреннего ядра к мантии. Как конвективные перемещения необходимы для генерации полоидального поля из тороидального, так и без существо-

вания градиента скорости по радиусу не будет возникать само тороидальное поле.

Наиболее принципиальным для представлений о внутреннем строении Земли является вопрос о необходимой асимметрии движений. Каков механизм, постоянно поддерживающий асимметрию движений в течение $3 \cdot 10^9$ лет, т. е. все то время, когда по палеомагнитным данным Земля обладает магнитным полем?

Сферический анализ палеомагнитных данных для разных геологических эпох и аппроксимация геомагнитного поля полем эксцентричного диполя показали, что для всех эпох магнитный центр оказывается смещенным в одну и ту же сторону и примерно на одну величину [2]. При этом следует заметить, что магнитный центр Земли оказывается смещенным по третьей оси геоида.

Анализ ряда инверсий установил, что осевой и экваториальный диполи инвертируют независимо, хотя обычно эти два процесса следуют один за другим. К. Крир и У. Испер [189] интерпретируют это, как связь второго диполя с экваториальной асимметрией.

В свете этих данных исследователи высказывают принципиально разные точки зрения на природу асимметрии движений в ядре. С. Брагинский показывает, что при проводимости ядра порядка 10^{-5} ед. СГСМ ($10^6 \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{м}^{-1}$) асимметрия движений, достаточная для работы земного динамо, может быть небольшой — асимметричный вектор скорости составляет около 20% от основной скорости конвекции [29]. С. Брагинский объясняет существование асимметрии тем, что на конвективные перемещения вещества накладываются гидродинамические волны, которые вырабатываются самим динамо-процессом и являются его неотъемлемой частью. Обегая ядро, гидродинамическая волна может иметь противоположные фазы в разных полушариях, создавая тем самым мгновенную (с позиций процессов в ядре) асимметрию.

Другая точка зрения состоит в том, что асимметрия движений обусловлена внешними по отношению к динамо-процессу факторами. Поскольку в жидком ядре с конвективными перемещениями вещества нельзя предположить устойчивую разницу значений физических параметров в азимутальном направлении, таким внешним фактором может быть асимметрия формы внешнего ядра [143].

В настоящее время нельзя отдать предпочтение ни одной из этих двух точек зрения. Обоснованность первой в значительной мере связана с вопросом о реальности существования МАК-волн, т. е. с физической природой вековых вариаций. Однако, даже если будет доказано, что вековые вариации с $T \sim 10^3$ лет являются МАК-волнами, это не исключает асимметрии ядра, а только снимает ее необходимость. В пользу предположения асимметрии ядра есть косвенные данные, из которых наиболее существенной является явно выраженная и чрезвычайно устойчивая асимметрия магнитного поля, о чем и говорилось выше.

Вопрос о составе вещества жидкого ядра обсуждался независимо от данных геомагнетизма, но и геомагнетизм не остается нейтральным в этом вопросе. В теории Э. Булларда причиной возникновения конвективных движений считался радиальный сверхадиабатический градиент температуры в жидком ядре, связанный с распадом радиоактивных элементов, содержание которых во внутреннем ядре, по предположению, на сотые доли процента было больше, чем в мантии. Такое предположение, как показал С. Брагинский, недостаточно, поскольку при этом диссипация поля будет превышать его генерацию. Вторым механизмом непрерывного поддержания конвективных вихрей может быть распад железо-силикатных растворов внутри жидкого ядра. Более тяжелое железо оседает на внутреннее ядро, а более легкие силикаты всплывают к границе ядро — мантия, где образуют новые твердые растворы с просочившимся из мантии железом. Таким образом, для работы земного динамо требуется предположение о присутствии в ядре железо-силикатов такого состава, который устойчив при pT -условиях на границе ядро — мантия и неустойчив при pT -условиях в средней части жидкого ядра. Это требование может явиться критерием при обсуждении конкретных вариантов железо-силикатных составов.

Механизм конвективных перемещений, связанный с распадом твердых растворов, не требует предположения о сверхадиабатическом температурном градиенте по радиусу жидкого ядра, но если градиент будет меньше адиабатического, то конвективные движения будут подавляться. Это обстоятельство используется при оценке температуры внутреннего ядра.

Физические параметры ядра оцениваются, как правило, с разбросом в несколько порядков. Достаточно указать на приведенные выше оценки вязкости мантии и ядра. В настоящее время и геомагнитные данные не всегда могут уточнить значение того или иного параметра: в магнитогидродинамические уравнения входит больше двух таких параметров, и даже если один из них на основании косвенных данных может быть оценен в сравнительно узких пределах, остальные остаются взаимосвязанными, и предположение о величине одного из них определяет величину остальных.

Наибольшее внимание уделяется электропроводности ядра. Она оценивается как по основным уравнениям магнитогидродинамики, так и по экранированию вековых вариаций, т. е. двумя независимыми способами. По оценкам С. Брагинского, проводимость жидкого ядра составляет $10^{-5} \div 10^{-6}$ ед. СГСМ ($10^6 \div 10^5$ Ом $^{-1}$ \times χ_m^{-1}).

Эволюция ядра, т. е. изменение среды, в которой работает земное динамо, не может не повлиять на характеристики геомагнитного поля, и, следовательно, имеется принципиальная возможность решить обратную задачу — использовать историю геомагнитного поля для изучения эволюции ядра. Основываясь на своей гипотезе о механизме возникновения конвективных движений, С. Брагин-

ский оценил увеличение радиуса внутреннего ядра за счет осаждающегося на него железа за период в 10^9 лет всего в 10%.

С. Ранкорн и позднее Ю. Калинин сделали попытку оценить изменение радиуса внешнего ядра по изменению частоты инверсий. Согласно расчетам С. Ранкорна, 70 млн лет назад радиус ядра был вдвое меньше, а предельный возраст ядра составляет 2900 млн лет. Ю. Калинин считает, что радиус ядра возрастал линейно, но последние десятки миллионов лет этот процесс замедлился. К этим цифрам следует относиться очень осторожно, поскольку данные о частоте инверсий в отдаленные геологические эпохи продолжают оставаться неполными.

Напряженность поля за время 10^9 лет, по-видимому, менялась мало. Данные о напряженности поля пока не очень надежны, но при тех масштабах изменения ядра, которое следует из оценок С. Ранкорна и Ю. Калинина, можно было бы ожидать более заметного изменения величины магнитного момента.

Граница ядро — мантия представляет собой тонкий (порядка нескольких километров) слой, на протяжении которого происходит резкое изменение ряда физических параметров, соответствующее переходу от твердого состояния вещества к жидкому. В геомагнетизме известно явление западного дрейфа геомагнитного поля (см. гл. 5). Изменения в его скорости — периодические и скачкообразные — обнаруживают корреляции с изменением суточного вращения Земли. По данным обсерваторий Евразии коэффициент корреляции превышает 0,9. Этот результат интерпретируется всеми исследователями как смещение мантии относительно ядра. При суточном вращении мантия опережает ядро на $0,18^\circ/\text{год}$. По данным южно-американских обсерваторий коэффициент корреляции ниже, но это не ставит под сомнение правильность интерпретации, так как западный дрейф геомагнитного поля суммирует два процесса: планетарный (сдвиг мантии относительно ядра) и региональный (конвективное перемещение вещества ядра под данным участком земной поверхности). Оценка сил сцепления между ядром и мантией на основе их годового сдвига показала, что силы молекулярного трения недостаточны для наблюдаемого сцепления. Э. Буллард и М. Рочестер приписывают силам сцепления электромагнитную природу: тороидальное поле ядра частично просачивается в мантию, на границе ядро — мантия образуется при скольжении собственное тороидальное поле, и сцепление ядро — мантия является результатом взаимодействия этих двух полей [170, 282]. По оценкам М. Рочестера, такой механизм сцепления реален.

Р. Хайд и С. Малин выдвигают конкурирующую гипотезу [218]. Они предположили, что на границе ядро — мантия существуют выпуклости и впадины — бампы — протяженностью порядка нескольких тысяч километров и высотой около одного-двух километров. Бампы осуществляют механическую связь ядра с мантией. Их возникновение может быть связано с горизонтальной неоднородностью нижней мантии. Если состав нижней мантии или ее темпе-

ратура вблизи границы неоднородны, то коэффициент трения будет различен в разных частях поверхности раздела ядро — мантия, и при проскальзывании ядра вследствие этого могут образовываться бампы. Этот чрезвычайной важности вывод о горизонтальной неоднородности границы ядро — мантия находит и другие косвенные подтверждения.

Р. Хайд и С. Малин считают, что соответствие планетарных особенностей гравитационного и магнитного полей возможно только вследствие неоднородности границы, так как мантия парамагнитна и не может быть источником сколько-нибудь интенсивных магнитных аномалий, а в ядре идет перемешивание вещества при конвективных движениях. Следовательно, устойчивые и интенсивные гравитационные аномалии не могут быть связаны и с ядром. Неоднородности границы ядро — мантия и связанные с ними гравитационные аномалии неподвижны по отношению к поверхности Земли; изменения магнитного поля, вызванные взаимодействием конвективных вихрей с неоднородностями границы, перемещаются со скоростью западного дрейфа. Корреляция между гравитационными и магнитными аномалиями, естественно, изменится, если современное магнитное поле повернуть вокруг географической оси. При повороте на восток коэффициент корреляции возрастает, достигая 0,84 при угле поворота в 160° . Приняв скорость западного дрейфа равной $0,2^\circ/\text{год}$, можно показать, что современные планетарные особенности магнитного и гравитационного полей возникли 400 лет тому назад. Аналогичная корреляционная связь гравитационного и магнитного полей обнаружена В. Почтаревым [120].

Современный анализ археомагнитных данных и прямых наблюдений, проведенный Н. Адам и Н. Беньковой, показал, что континентальные аномалии около 1700 г. претерпели резкие изменения [19]. Те магнитные аномалии, которые существуют сейчас, возникли примерно в это время. С. Бурлацкая на основании одних только археомагнитных данных обнаружила резкое изменение в 600-летней вековой вариации в X в. и аналогичное, но менее четко выраженное изменение в XVII в.: вектор, описывающий вековую вариацию, изменял направление своего вращения [38].

В. Головков и Г. Коломийцева показали, что источники 60-летней компоненты вековых вариаций находятся на глубине границы ядро — мантия, имеют размеры порядка тысяч километров и жестко связаны с мантией (т. е. неподвижны по отношению к поверхности Земли). Сама вековая вариация может быть разделена на дрейфующую (связанную с конвективным вихрем) и неподвижную (связанную с самим бампом) компоненты.

Характер протекания инверсий тоже заставляет предположить неоднородность границы ядро — мантия. Существуют две гипотезы о механизме инверсий. По одной из них инверсии вызываются возмущениями, не связанными с ядром [218]. Крупная порция железа, просочившаяся в ядро, может вызвать возмущение, достаточное для инверсии. Это предположение означает, что железо

скапливается в нижней части мантии у границы, и либо накопление железа не везде одинаково, т. е. создается неоднородность состава, либо физические параметры самой границы (например, вязкость или толщина граничного слоя) неоднородны и при одинаковом накоплении железа вдоль границы проникновение его вглубь происходит избирательно.

Второе предположение состоит в том, что на колебания магнитного поля, связанные с механизмом динамо, накладываются колебания другого происхождения [185]. Определенное сочетание этих двух независимых процессов, а именно интенсивные колебания при минимальном магнитном моменте могут вызвать инверсию. Колебания, не имеющие отношения к динамо-механизму, связаны вероятнее всего с процессами у границы ядро — мантия, т. е. с тем или иным характером неоднородности границы [115].

Резкое изменение частоты инверсий во времени, о котором уже упоминалось, свидетельствует о том, что неоднородность границы эволюционировала, становясь временами более интенсивной. Конвективные движения в ядре ведут к сглаживанию неоднородностей. Следовательно, к образованию неоднородностей на границе приводят процессы в мантии, их неоднородность во времени и в пространстве.

В период частых инверсий наблюдается более быстрое перемещение магнитного полюса по поверхности Земли [143]. Так как, согласно теории происхождения геомагнитного поля, магнитная ось не может отклоняться далеко от оси вращения и наблюдается соответствие между палеомагнитными и палеоклиматическими данными, траектория магнитного полюса отражает одновременно и смещение географического полюса (см. гл. 8). Ось вращения Земли в целом не могла существенно изменить своей ориентировки в пространстве, а следовательно, явление, которое мы отмечаем как движение географического полюса, на самом деле означает взаимное относительное перемещение различных слоев Земли, которое наиболее интенсивно в эпохи частых инверсий.

Не задаваясь никакими предположениями о причинах периодического изменения активности жизни Земли, можно утверждать, что активизация процессов передается от одной оболочки к другой. Активизация мантии, в частности усиление процессов дифференциации, приведет к возрастанию неоднородностей на границе между мантией и ядром и увеличению числа инверсий, что повлечет за собой увеличение возмущенности процессов в ядре. Логично предположить, что при активизации мантии процессы образования и эволюции коры тоже усилятся. Если так, то периоды активизации процессов в ядре и в коре должны совпадать.

Режимы инверсий имеют периодичность порядка $250 \cdot 10^6$ лет. Это означает, что каждые 250 млн лет повторяется чередование эпох наиболее частых инверсий и эпох устойчивого поля. Такой же период отмечается в процессах горообразования. При этом эпохи частых инверсий совпадают с эпохами интенсивных поднятий земной коры в завершающие стадии геотектонических циклов.

Мантия не может быть источником сколько-нибудь заметных магнитных аномалий: ферромагнитные явления могут иметь место только в верхних слоях мантии и коры, где температура ниже 600°C (873 K), а возникновению в мантии токовых систем в результате конвекции препятствует большая ее вязкость. Таким образом, мантия не может изучаться с помощью постоянного поля. Однако поскольку мантия обладает электропроводностью, ее можно изучать, исследуя вариации геомагнитного поля. Чем больше период вариации, тем на большие глубины распространяется индуцированная ими система токов. В настоящее время предельным по величине периодом вековых вариаций, использованным для изучения мантии, является период в 60 лет. Разные исследователи дают несколько различное распределение электропроводности по радиусу Земли. На рис. 148 приведены графики, заимствованные из книги Т. Рикитаки [14*], где показано изменение с глубиной электропроводности (а) и вычисленное по этим данным изменение температуры (б). Данные по 60-летним вариациям наилучшим образом удовлетворяют кривой, предложенной Т. Рикитаки. Из этих данных получено достоверное значение электропроводности (см. рис. 148 а) для глубины 1900 км, равное $8 \cdot 10^{-9}$ ед. СГСМ ($8 \cdot 10^2 \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{м}^{-1}$), и рассчитана ее величина на границе ядро — мантия, равная $7 \cdot 10^{-6}$ ед. СГСМ ($7 \cdot 10^5 \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{м}^{-1}$). Эта последняя цифра, как можно видеть из рис. 148 а, значительно выше оценок других авторов, и по существу на границе ядро — мантия отсутствует скачок электропроводности.

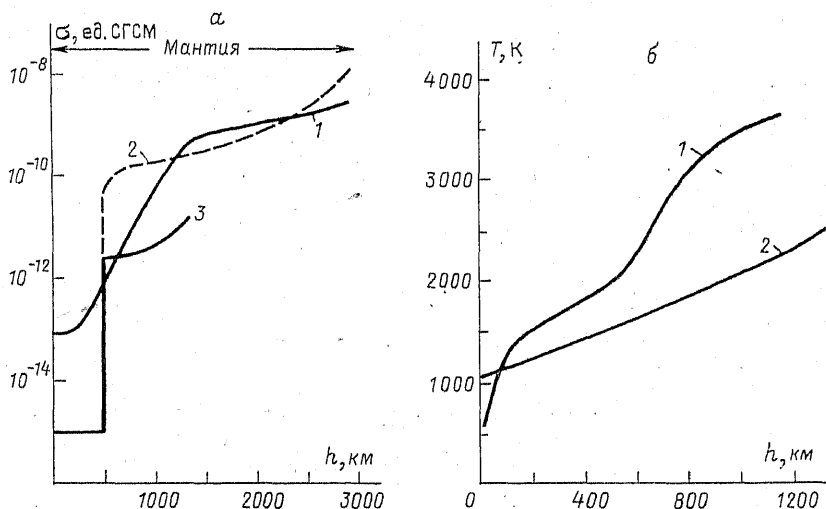


Рис. 148. Распределение электропроводности в мантии Земли (а) и зависимость температуры внутри мантии от этого распределения (б).

а: 1 — по данным Мак-Дональда; 2 — по затуханию вековых вариаций по данным Т. Юку-таки; 3 — по данным Т. Рикитаки; б: 1 — по данным Д. Тозера; 2 — по данным Т. Рикитаки.

Используя данные отдельных, находящихся достаточно далеко друг от друга обсерваторий и считая, что различие в величине электропроводности, полученное по соотношению внутренней и внешней частей вековых вариаций определенного периода, отражает особенности данного района, можно получить распределение электропроводности и соответственно теплопроводности по азимуту [14*]. Такие результаты продолжают оставаться немногочисленными, но те, которые имеются, свидетельствуют о горизонтальной неоднородности мантии.

Изучение неоднородностей земной коры и границы кора — мантия по магнитным данным основано на анализе аномального магнитного поля. Аномальное магнитное поле Земли следует рассматривать как поле вторичного происхождения, вызванное намагничиванием разных геологических образований земной коры под действием главного поля. Поскольку здесь рассматриваются вопросы внутреннего строения Земли, а не региональная геология, интерес представляет сравнение коры разного типа: континентальной, океанической, переходной. Исследование спектрального состава поля, сопоставление средних статистических характеристик магнитного поля континента и океана показывают, что между этими характеристиками не имеется принципиального отличия [128]. Остается, однако, открытым вопрос о сходстве физической природы аномалий континента и океана.

Нельзя считать решенным вопрос и о наличии аномалий, промежуточных по своим размерам между полем ядра Земли и аномалиями земной коры. Анализ, проведенный в последнее время [163], показал, что, возможно, существуют такие слабые «промежуточные» аномалии, источники которых расположены в мантии Земли. Амплитуда этих аномалий позволяет предположить их связь с парамагнитными породами, и, таким образом, интерпретация этих аномалий не противоречит современным сведениям о вертикальном температурном градиенте и точках Кюри горных пород, на основании которых определяется глубина изотермы Кюри (ниже этой изотермы существование ферромагнитных источников аномалий невозможно). Сам факт существования аномалий, источники которых могут находиться в верхней мантии, является свидетельством горизонтальной неоднородности верхней мантии. Поверхность Мохо (т. е. нижняя граница земной коры, устанавливаемая по резкому увеличению скорости сейсмических волн), вообще говоря, не совпадает с изотермической поверхностью, соответствующей температуре Кюри. Сравнение аномального поля в районах, где изотерма Кюри проходит выше поверхности Мохо (т. е. ферромагнитные источники магнитных аномалий сосредоточены полностью в коре), с полем районов, где поверхность Кюри лежит ниже поверхности Мохо (т. е. часть верхней мантии содержит породы с ферромагнитными минералами), не показало различий аномальных полей. Это означает, что состав и распределение магнитных минералов не меняется на границе Мохо, т. е. по

меньшей мере для магнитных минералов граница Мохо не является границей фазового перехода.

Неоднородность верхней мантии следует и из анализа других магнитных данных: состав минералов серии ульвошпинель — магнетит зависит от условий образования (см. гл. 7): при температурах $900 \div 1100^\circ \text{C}$ ($1173 \div 1373 \text{ K}$) содержание титана в титаномагнетите будет тем выше, чем меньше парциальное давление кислорода, а это давление является обратной функцией общего давления, т. е. в конечном итоге и глубины. Естественно, что сформулированная выше закономерность справедлива только в самом общем виде и при подробном рассмотрении требует ряда оговорок, но тем не менее состав титаномагнетитов является как бы геобарометром, позволяющим определять глубину магмового очага. Такое исследование проводилось на базальтовых лавах разных районов. Оказалось, что под платформами очаги (очевидно, промежуточные) располагаются на глубине около 30 км, тогда как в районах, где преобладают растяжения, в частности в рифтовых зонах, как континентальных, так и океанических, верхняя кромка очагов проходит на глубине около 60 км [12]. В районах островных дуг, где происходит превращение коры одного типа в другой, очаги располагаются во всем диапазоне глубин от 30 до 80 км и ниже (см. гл. 7). Есть указания на то, что в районах островных дуг происходит миграция очага [12].

О роли палеомагнитного метода при изучении дрейфа континентов подробно говорилось в гл. 8. На современном уровне исследований можно с уверенностью сказать, что анализ палеомагнитных данных требует привлечения той или иной тектонической гипотезы для их объяснения, т. е. свидетельствует о существенных горизонтальных перемещениях крупных блоков земной коры и верхней мантии в процессе эволюции Земли. В частности, палеомагнитные данные хорошо интерпретируются по схеме перемещения континентов, предложенной на основании геологических данных А. Вегенером. Если дрейф континентов действительно имеет место, то, вероятно, он является отражением перемещения вещества мантии, о чем уже говорилось выше.

Представления о взаимных горизонтальных перемещениях блоков земной коры и верхней мантии нашли свое наиболее полное отражение в гипотезе, получившей название тектоники плит, которая за последние годы заняла центральное место среди геологических и геофизических гипотез. Своим возникновением эта гипотеза обязана геомагнитным данным: таким, как характер аномального геомагнитного поля в океанах и закономерности инверсий геомагнитного поля. Магнитные аномалии в районе срединных океанических хребтов имеют специфику, не свойственную аномальному полю другим районов. Во-первых, они линейны, т. е. вытянуты на сотни километров вдоль срединного хребта, причем оси положительных и отрицательных аномалий направлены параллельно хребту (рис. 149). Во-вторых, они симметричны относительно оси срединного хребта, к которому приурочена наиболее

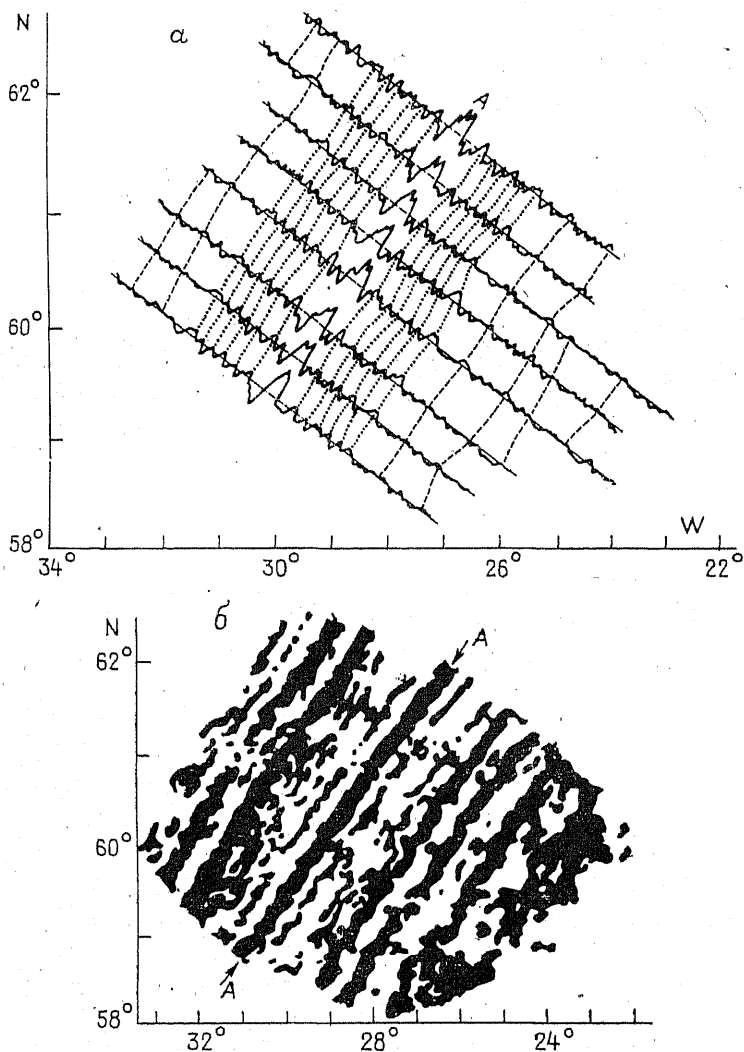


Рис. 149. Магнитные аномалии над хребтом Рейкьянес:
а — магнитные профили; *б* — карта;
А — осевая аномалия; закрашены положительные, не закрашены отрицательные аномалии.

интенсивная (А) аномалия. В-третьих, протяженность положительных и отрицательных аномалий, если считать от середины рифта, пропорциональна продолжительности эпох нормального и обратного полей на палеомагнитной шкале инверсий, начиная от современности. Наконец, амплитуда и градиенты положительных и отрицательных аномалий одинаковы, т. е. создается впечатление, что разный знак аномального поля связан с чередованием прямо и обратно намагниченных тел. Эти особенности аномалий позволили Ф. Вайну и Д. Матьюзу сформулировать следующую гипотезу [320]: срединные рифты — это линии раскола, относительно которых океаническое дно раздвигается с постоянной скоростью перпендикулярно срединному хребту; в образующуюся трещину вытекает базальтовая магма, которая намагничивается прямо или обратно в зависимости от эпохи, в которую происходит извержение. В результате возникает симметричный относительно оси разрастания магнитоактивный слой океанической коры, в структуре и намагниченности которого может быть записана история инверсий геомагнитного поля Земли. В центре его, на оси хребта, располагается прямо намагниченное тело, соответствующее современной эпохе прямой полярности Брюнеса (см. рис. 149, аномалия А). Теоретический профиль, соответствующий модели магнитоактивного слоя, структура которого определяется историей инверсий за последние 10 млн лет, практически полностью воспроизводит магнитные аномалии, наблюдаемые над гребнем срединно-океанического хребта (рис. 150).

Изучение длинных магнитных профилей и периферийных участков океана с привлечением результатов глубоководного бурения океанического дна позволило построить шкалу инверсий главного геомагнитного поля, начиная со 162 млн лет (рис. 151). В соответствии с этой шкалой проведена взаимная корреляция аномалий в разных океанах и построена карта изохрон возраста океаниче-

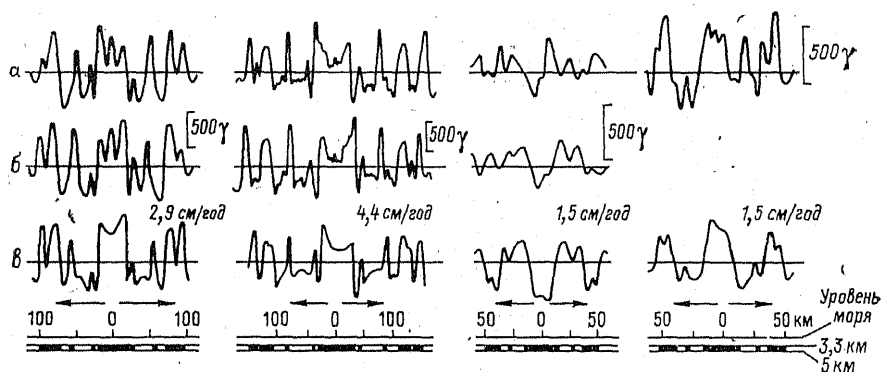


Рис. 150. Четыре магнитных профиля через Тихоокеанско-Антарктический хребет (а).

б — те же профили, но обращенные; в — профиль для модели магнитоактивного слоя, построенной по палеомагнитной шкале; указана скорость разрастания дна.

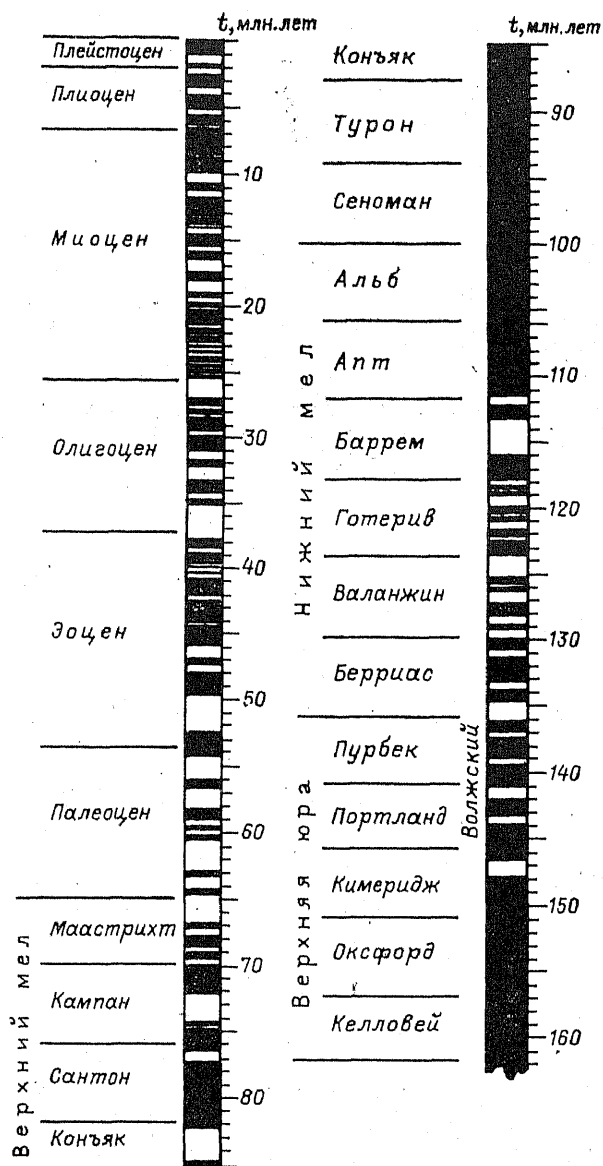


Рис. 151. Шкала инверсий геомагнитного поля, построенная на основе анализа океанических магнитных аномалий.
Закрашены периоды прямой полярности.

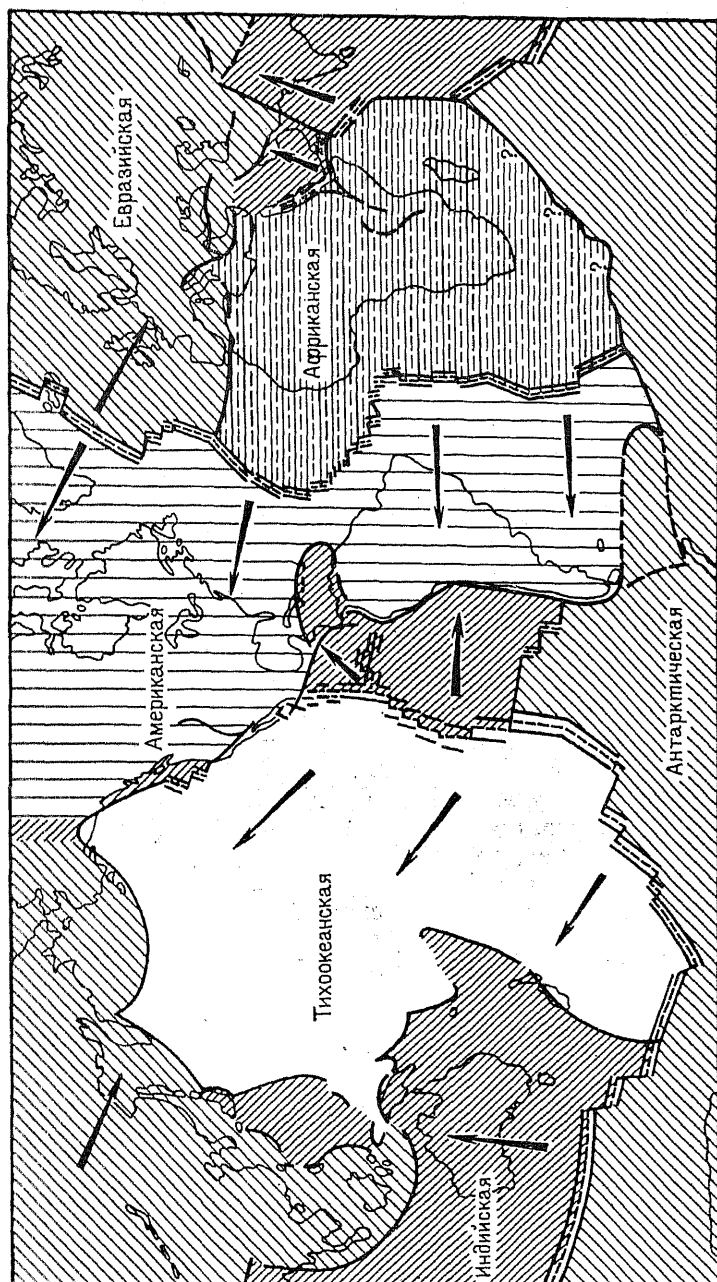


Рис. 152. Схема литосферных плит.
Стрелки показывают направление движения плит.

ской коры. Результаты геисторического анализа океанического аномального поля показали [239], что в Мировом океане, по-видимому, нет океанической коры старше 200 млн лет. Такая молодость океанической коры и объясняется гипотезой литосферных плит. Согласно этой гипотезе, верхняя оболочка Земли представляет собой систему тонких (толщиной, по-видимому, не более 100 км) жестких пластин литосферы, находящихся в непрерывном движении друг относительно друга (рис. 152). Литосферная оболочка Земли, включающая земную кору и верхнюю часть верхней мантии, подстилается значительно менее вязкой астеносферой, по поверхности которой она непрерывно перемещается. На осях разрастания постоянно происходит наращивание плит литосферы путем добавления нового вещества из недр Земли.

В районах островных дуг океаническая кора опускается под континент и там переплавляется. Эта (кратко описанная) гипотеза подтверждается и данными, не имеющими отношения к геомагнитному полю. Так, например, возраст океанических осадков, как и следует по этой схеме, увеличивается от середины океанов к периферии. Гипотеза привлекает своей простотой, глобальностью, а также тем, что с ее позиций удастся объяснить ряд геологических и геофизических особенностей строения и эволюции нашей планеты. Однако в настоящее время она продолжает оставаться остроумной гипотезой, встречающей довольно серьезные возражения даже со стороны ученых, исследующих геомагнетизм. Во-первых, та упорядоченность аномалий — их симметричность, соответствие палеомагнитной шкале, — на основании которой была выдвинута гипотеза, четко прослеживается на сравнительно небольшом количестве случаев. Сторонники гипотезы показывают, что аномальное поле в любом районе акваторий можно привести к схеме раздвижения дна. Однако известно, что в некоторых районах океанических акваторий распределение магнитных аномалий имеет тот же характер, что и для континентов. Во-вторых, изучение намагниченности океанических базальтов не подтверждает основного положения гипотезы — связи положительных и отрицательных аномалий с прямо и обратно намагниченными базальтами. Можно, конечно, предположить, что базальты, выходящие на поверхность дна, претерпели изменения. Это предположение вполне разумно, но тем не менее гипотеза не получает подтверждения. Окончательно ее принять или опровергнуть — во всяком случае в современном звучании — можно, лишь изучая особенности пород океанического дна, в первую очередь их магнитные характеристики.

1. Адам Н. В. Геомагнитное поле на высотах от 0 до 15 000 км для эпохи 1955 г. М., ВИНИТИ, 1955, Деп. № 35—64.
2. Адам Н. В., Баранова Н. П., Бенькова Н. П., Черевко Т. Н. Изменение геомагнитного поля по данным о магнитном склонении за 1550—1900 гг.—«Геомагнетизм и аэрономия», 1970, т. 10, № 6, с. 1068—1074.
3. Адам Н. В., Орлов В. П. О сложной части векового хода, обусловленной солнечной активностью.—«Труды ИЗМИР АН СССР», 1961, вып. 18 (28), с. 3—13.
4. Адам Н. В., Орлов В. П. Мировые карты изопор для периода 1954—1955 гг.—«Труды ИЗМИР АН СССР», 1961, вып. 18 (28), с. 14—26.
5. Агабеков В. А., Металлова В. В. Частичное самообращение парциальной термоостаточной намагниченности в естественных титаномагнетитах.—«Изв. АН СССР. Физика Земли», 1972, № 3, с. 44—50.
6. Акулов Н. С. Ферромагнетизм. М., 1940. 188 с.
7. Альтшуллер Л. В. Применение ударных волн в физике высоких давлений.—«Успехи физических наук», 1965, т. 85, вып. 2, с. 197—258.
8. Афанасьева В. И. Геоактивность и ее возможные причины.—«Геомагнетизм и аэрономия», 1963, т. 3, с. 561—569.
9. Афанасьева В. И. Сферический гармонический анализ земного магнитного поля эпохи 1945 г.—«Изв. АН СССР. Сер. геофизич.», 1947, т. 11, № 1, с. 55—60.
10. Афанасьева В. И., Калинин Ю. Д. Метод прогноза вековых геомагнитных вариаций на ближайшие годы.—«Труды Ин-та геофизики АН Груз. ССР», 1958, т. 17, № 1, с. 7—31.
11. Багин В. И. Химическая остаточная намагниченность при температурных превращениях лепидокрокита и гетита.—«Изв. АН СССР. Физика Земли», 1967, № 2, с. 104—109.
12. Багин В. И., Бродская С. Ю., Петрова Г. Н., Печерский Д. М. Глубина очагов вулканов Курило-Камчатской островной дуги по данным термомагнитных исследований вулканических пород.—«Изв. АН СССР. Физика Земли», 1971, № 5, с. 57—69.
13. Багина О. Л. Некоторые результаты переосаждения гжельских глин при повышенных температурах.—В кн.: Магнетизм горных пород и палеомагнетизм. М., 1969, с. 132—134.
14. Багина О. Л., Карпова О. В., Лифшиц Л. Д., Петрова Г. Н. Изменение природного титаномагнетита при высоких давлениях и температурах.—«Изв. АН СССР. Физика Земли», 1970, № 2, с. 103—108.
15. Безуглая Л. С., Максудов С. Х. Влияние осевого сжатия на вязкую намагниченность горных пород.—В кн.: Тезисы докладов VIII Всесоюзной конференции по вопросам постоянного геомагнитного поля, магнетизма горных пород и палеомагнетизма. Ч. 3. М., 1970, с. 19—21.
16. Белоконов В. И., Кочегура В. В., Шолпо Л. Е. Методы палеомагнитных исследований горных пород. Л., 1973, 247 с.
17. Белоусов В. В. Внутреннее строение и развитие Земли в свете геотектонических данных.—«Труды Геофизического ин-та АН СССР», 1955, № 26, с. 51—60.
18. Бенькова Н. П. Спокойные солнечносуточные вариации земного магнетизма.—«Труды НИИ Главн. управл. мет. службы», 1941, сер. 6, вып. 1, с. 3—74.
19. Бенькова Н. П., Адам Н. В., Черевко Т. Н. Применение сферического гармонического анализа к данным по магнитному склонению.—«Геомагнетизм и аэрономия», 1970, т. 10, № 4, с. 673—680.

20. Бенъкова Н. П., Черевко Т. Н. Аналитическое представление магнитного наклонения.— *Геомагнетизм и аэрономия*, 1972, т. 12, № 4, с. 727—731.
21. Берлянд Н. Г., Ци́рель В. С. Анализ и использование материалов опорной картографической аэромагнитной сети. Л., 1972. 67 с.
22. Бетехтина Г. Курс минералогии. М., 1961. 956 с.
23. Бикфорд Л. Ферромагнитное резонансное поглощение в монокристаллах магнетита.— В кн.: *Ферромагнитный резонанс*. М., 1952, с. 156—170.
24. Блекетт П. М. Магнитное поле вращающихся массивных тел. — *Успехи физических наук*, 1947, т. 33, вып. 1, с. 52 — 76.
25. Бозорт Р. Ферромагнетизм. М. — Л., 1956, 784 с.
26. Большаков А. С., Солодовников Г. М. Определение напряженности древнего геомагнитного поля по намагниченности обожженных горных пород. — В кн.: *Магнетизм горных пород и палеомагнетизм*, 1968 г. М., 1969, с. 129—131.
27. Брагинский С. И. О строении слоя *F* и причинах конвекции в ядре Земли.— *«Докл. АН СССР»*. 1963, т. 149, № 6, с. 1311—1314.
28. Брагинский С. И. О самовозбуждении магнитного поля при движении хорошо проводящей жидкости.— *«Журн. экспер и теор. физики»*, 1964, т. 47, вып. 3(9), с. 1084 — 1098.
29. Брагинский С. И. Об основах теории гидромагнитного динамо Земли. — *«Геомагнетизм и аэрономия»*, 1967, т. 7, № 3, с. 401 — 410.
30. Брагинский С. И. О спектре колебаний гидромагнитного динамо Земли.— *«Геомагнетизм и аэрономия»*, 1970, т. 10, № 2, с. 221—233.
31. Брагинский С. И. Аналитическое описание геомагнитного поля прошлых эпох и определение спектра магнитных волн в земном ядре.— *«Геомагнетизм и аэрономия»*, 1972, т. 12, № 6, с. 1092 — 1105.
32. Брагинский С. И., Куланин Н. В. Сферические анализы геомагнитного поля по угловым данным и экстраполированному значению g^0 . II.— *«Геомагнетизм и аэрономия»*, 1971, т. 11, № 5, с. 931—933.
33. Бродская С. Ю., Ветошкин И. Д., Жерденко О. Н. Связь магнитных свойств природных пирротитов с их составами.— *«Изв. АН СССР. Физика Земли»*, 1973, № 3, с. 112—120.
34. Бродская С. Ю., Фролова О. М. Влияние окислительно-восстановительных процессов на магнитные параметры магнетита и гематита.— В кн.: *Тезисы докладов VIII конференции по вопросам постоянного геомагнитного поля, магнетизма горных пород и палеомагнетизма*. Ч. 2. М., 1970, с. 73—78.
35. Бугаев М. С., Звегинцев А. Г., Белоброва И. А. Магнитные свойства и самообращение термоостаточной намагниченности искусственных магнезиальных титаномагнетитов.— *«Геомагнетизм и аэрономия»*, 1972, т. 12, № 3, с. 585—587.
36. Бурлацкая С. П. Археомагнетизм. Исследование магнитного поля Земли в прошлые эпохи. М., 1965. 126 с.
37. Бурлацкая С. П. Изменение напряженности геомагнитного поля за последние 8500 лет по мировым археомагнитным данным.— *«Геомагнетизм и аэрономия»*, 1970, т. 10, № 4, с. 694—699.
38. Бурлацкая С. П. Вековые вариации магнитного поля Земли по археомагнитным и палеомагнитным данным.— *«Геомагнетизм и аэрономия»*, 1972, т. 12, № 4, с. 662—675.
39. Бурлацкая С. П., Нечаева Т. Б., Петрова Г. Н. Реальность западного дрейфа геомагнитного поля по археомагнитным данным.— *«Докл. АН СССР»*, 1968, т. 178, № 6, с. 1301—1303.
40. Бурлацкая С. П., Нечаева Т. Б., Петрова Г. Н. Напряженность геомагнитного поля за последние 2000 лет по мировым данным.— *«Геомагнетизм и аэрономия»*, 1970, т. 10, № 5, с. 878—882.
41. Вегенер А. Возникновение материков и океанов. М.—Л., 1925. 145 с.
42. Вейнберг Б. П. Сводка магнитных определений в Сибири, сделанных с 1820 по 1918 г.— *«Изв. Ин-та исследования Сибири»*, 1920, т. 1, с. 3—69.
43. Вейнберг Б. П. Сводки магнитных определений и вековой ход элементов земного магнетизма в Средней Азии. Л., 1925. 19 с.

44. Вейнберг Б. П. Каталог магнитных определений в СССР и сопредельных странах с 1556 по 1926 г.—«Труды Главн. геофизич. обс.», 1929, вып. 1, с. 5—215.

45. Вейнберг Б. П., Шибасев В. П. Каталог результатов магнитных определений на земном шаре, приведенных к равноотстоящим точкам и эпохам 1500—1940 гг. М., 1969. 94 с.

46. Вековая вариация геомагнитного поля эпохи 1965—1970 гг. по данным обсерваторий и спутников.—«Геомагнетизм и аэрономия», 1972, т. 12, № 3, с. 503—512. Авт.: Ш. Ш. Долгинов, М. П. Ивченко, В. П. Орлов, А. Н. Пушкин, Л. О. Тюрина, Т. Н. Черевко.

47. Вентцель Е. С. Теория вероятности. М., 1969. 428 с.

48. Ветошкин И. Д., Жерденко О. Н. Особенности магнитных свойств и химического состава некоторых природных пирротитов. — В кн.: Тезисы докладов VIII конференции по вопросам постоянного геомагнитного поля и палеомагнетизма. Ч. 2. М., 1970, с. 88—92.

49. Виноградов А. П. Предварительные данные о лунном грунте, доставленном автоматической станцией «Луна-20». — «Геохимия», 1972, № 7, с. 763—775.

50. Винц Б. Д., Почтарев В. И. Построение нормального геомагнитного поля расчетным путем. — В кн.: Настоящее и прошлое магнитного поля Земли. М., 1965, с. 79—87.

51. Власов А. Я., Коваленко Г. В., Тропин Ю. Д. Влияние уплотнения искусственно осажденных осадков на остаточную намагниченность. — «Изв. АН СССР. Сер. геофизич.», 1961, № 8, с. 1189—1192.

52. Волк В. Э., Иванов С. С., Шимараев В. Н. Методика интерпретации геомагнитных данных при изучении земной коры на примере исследования шельфа северных морей СССР. — «Труды НИИ геологии Арктики». Л., 1973, с. 86.

53. Вонсовский С. В. Магнетизм. Магнитные свойства диа-, пара-, ферро-, антиферро- и ферримагнетиков. М., 1971, 1032 с.

54. Вонсовский С. В., Щур Я. С. Ферромагнетизм. М., 1948. 816 с.

55. Гаусс К. Ф. Избранные труды по земному магнетизму. Пер. акад. А. Н. Крылова. М., 1952. 234 с.

56. Гильберт В. О магните, магнитных телах и большом магните — Земле. М., 1956. 411 с.

57. Головков В. П., Коломийцева Г. И. Разделение векового хода геомагнитного поля по временному принципу. — «Геомагнетизм и аэрономия», 1970, т. 10, № 5, с. 868—872.

58. Головков В. П., Коломийцева Г. И. Морфология 60-летних вариаций геомагнитного поля в Европе. — «Геомагнетизм и аэрономия», 1971, т. 11, № 4, с. 674—678.

59. Головков В. П., Коломийцева Г. И. Об определении электропроводности Земли по данным о вековых вариациях геомагнитного поля. — «Геомагнетизм и аэрономия», 1971, т. 11, № 6, с. 1127—1129.

60. Грабовский М. А., Жерденко О. Н. Доменная структура пирротина, сложенного двумя магнитными фазами. — «Записки Всесоюз. минералогич. о-ва», 1966, ч. 95, вып. 1, сер. 2, с. 30—38.

61. Грабовский М. А., Петрова Г. Н. О возникновении термоостаточного намагничивания горных пород. — «Изв. АН СССР. Сер. геофизич.», 1956, № 1, с. 56—66.

62. Грабовский М. А., Пушкин А. Н. К вопросу о возникновении остаточной намагниченности обратной полярности в горных породах. — «Изв. АН СССР. Сер. геофизич.», 1954, № 4, с. 320—330.

63. Грин Д. Х., Рингвуд А. Е. Геология верхней мантии. М., 1968. 333 с.

64. Гурарий Г. З. Некоторые данные о характере геомагнитного поля во время инверсий. — «Докл. АН СССР», 1968, т. 178, № 5, с. 1065—1068.

65. Гурарий Г. З. Изучение некоторых инверсий геомагнитного поля в позднем плиocene. — В кн.: Материалы IX конференции по вопросам постоянного геомагнитного поля, магнетизма горных пород и палеомагнетизма. Ч. 3. Баку, 1973, с. 59—61.

66. Гусев Б. В. Причины отрицательных магнитных аномалий Маймеча-Котуйского района.— В кн.: Геофизические методы разведки в Арктике. Л., 1962, т. 132, вып. 4, с. 35—53.
67. Гуськова Е. Г. Магнитные свойства метеоритов. Л., 1972. 107 с.
68. Дортман Н. Б., Васильева В. И., Вейнберг А. К. Физические свойства горных пород и полезных ископаемых СССР. Л., 1964. 326 с.
69. Дю Тойт А. Наши странствующие континенты.— В кн.: Проблема перемещения материков. М., 1963, с. 7—63.
70. Елисеев Н. А. Метаморфизм. Л., 1963. 423 с.
71. Жарков В. Н. Температура плавления оболочки Земли и железа при высоких давлениях.— «Изв. АН СССР. Сер. геофизич.», 1959, № 3, с. 465—470.
72. Жарков В. Н. Термодинамика оболочки Земли.— «Изв. АН СССР. Сер. геофизич.», 1959, № 9, с. 1414—1419.
73. Жарков В. Н. Физика ядра Земли. Термодинамические свойства.— «Изв. АН СССР. Сер. геофизич.», 1960, № 10, с. 1417—1425.
74. Жарков В. Н., Калинин В. А. Уравнение состояния твердых тел при высоких давлениях и температурах. М., 1968. 311 с.
75. Жилева В. А., Колесников Л. В., Петрова Г. Н. О частичном самообращении намагниченности у природных ферримангнетитов ряда Fe_2TiO_4 — MgTiO_4 .— «Изв. АН СССР. Сер. геофизич.», 1970, № 10, с. 59—71.
76. Жилева В. А., Колесников Л. В., Петрова Г. Н., Тихонов П. В. Самообращение в магнетиальных титаномангнетитах и его физическая природа.— «Изв. АН СССР. Физика Земли», 1971, № 6, с. 48—57.
77. Заваридский А. Н. Изверженные горные породы. М., 1956. 475 с.
78. Звегинцев А. Г., Власов А. Я., Попонникова В. А. Самообращение термоостаточной намагниченности синтезированных сульфидов железа.— В кн.: Тезисы докладов VIII конференции по вопросам постоянного геомагнитного поля, магнетизма горных пород и палеомагнетизма. Ч. 2. М., 1970, с. 165—169.
79. Звегинцев А. Г., Гранкин П. И., Звегинцева Л. Н. О возможности самообращения намагниченности в двухкомпонентных системах при магнитостатическом взаимодействии.— В кн.: Тезисы докладов VIII конференции по вопросам постоянного геомагнитного поля, магнетизма горных пород и палеомагнетизма. Ч. 1. Киев, 1970, с. 85—90.
80. Зидаров Д. О вариациях земного магнитного поля.— «Геомагнетизм и аэрономия», 1970, т. 9, № 6, с. 1060—1066.
81. Золотов И. Г. О западной и экваториальной составляющей дрейфа геомагнитного поля.— «Геомагнетизм и аэрономия», 1967, т. 7, № 4, с. 699—704.
82. Иванов М. М. Магнитная съемка океанов. М., 1966. 183 с.
83. Изменение геомагнитного поля по данным о магнитном склонении за 1550—1960 гг.— «Геомагнетизм и аэрономия», 1970, т. 10, № 6, с. 1069—1074. Авт.: Н. В. Адам, Т. Н. Баранова, Н. П. Бенькова, Т. Н. Черевко.
84. Калашников А. Г. История геомагнитного поля (по палеомагнитным данным).— «Изв. АН СССР. Сер. геофизич.», 1961, № 9, с. 1244—1279.
85. Калинин Ю. Д. О некоторых вопросах изучения вековых вариаций земного магнетизма.— «Труды НИИ земного магнетизма», 1952, вып. 8 (18), с. 5—11.
86. Калинин Ю. Д. Инверсии геомагнитного поля и размеры земного ядра.— «Геомагнетизм и аэрономия», 1971, т. 11, № 1, с. 187—188.
87. Колесова В. И., Кропачев Э. П. Сферический анализ геомагнитного поля эпохи 1965 г. по наземным данным до $n=23$. Методика.— «Геомагнетизм и аэрономия», 1972, т. 12, № 5, с. 901—907.
88. Колесова В. И., Кропачев Э. П. Сферический анализ геомагнитного поля эпохи 1965 г. по наземным данным до $n=23$. Результаты.— «Геомагнетизм и аэрономия», 1973, т. 13, № 1, с. 154—159.
89. Комаров А. Г. Намагниченность и химический состав разновозрастных основных эффузивов некоторых подвижных поясов и платформ.— «Сов. геология», 1962, № 4, с. 77—92.
90. Кочегура В. В. Палеомагнитные методы возрастной корреляции горных пород.— «Сов. геология», 1961, № 4, с. 47—59.

91. Кочегура В. В., Шолпо Л. Е. Определение возраста четвертичных террас и морен палеомагнитным методом.— *Изв. АН СССР. Сер. геологич.*, 1962, № 7, с. 67—71.

92. Кринов Е. Л. Основы метеоритики. М., 1955. 391 с.

93. Кропоткин П. Н. Палеомагнетизм, палеоклиматы и проблема крупных горизонтальных движений земной коры.— *Сов. геология*, 1961, № 5, с. 16—38.

94. Лазарев П. П. О методе измерения интенсивности магнитного поля Земли в геологические эпохи.— *Докл. Росс. АН*, 1924, сер. А, октябрь-декабрь, с. 183.

95. Лазарев П. П. Современные проблемы земного магнетизма.— *Изв. АН СССР. Сер. географич. и геофизич.*, 1943, № 1, с. 29—41.

96. Лебедев П. Н. Магнитометрическое исследование вращающихся тел.— *Журн. Русского физ.-хим. о-ва, часть физическая*, 1911, т. 43, с. 484—496.

97. Линькова Т. И. Палеомагнитное расчленение и корреляция разрезов верхнего девона северо-запада Русской платформы.— В кн.: *Магнетизм горных пород и палеомагнетизм*. Красноярск, 1963, с. 353—362.

98. Лисицын А. П., Линькова Т. И. Палеомагнитные и литологические исследования донных осадков южной части Индийского океана.— *Изв. АН СССР. Сер. геологич.*, 1972, № 1, с. 129—134.

99. Логачев А. А. Воздушная магнитная съемка и ее применение в геологопоисковых работах. М., 1947. 79 с.

100. Лойцянский Л. Г. Механика жидкости и газа. М.—Л., 1950, 676 с.

101. Ляхов Б. М. Токовая функция главного магнитного поля, представленного тремя экваториальными диполями.— *«Геомагнетизм и аэрномия»*, 1969, т. 7, № 3, с. 566—567.

102. Магнитные свойства лунных пород, доставленных АЛС «Луна-16» и «Луна-20». — *«Космические исследования»*, 1974, т. 12, № 5, с. 748—757. Авт.: Е. Г. Гуськова, Е. С. Горшков, А. В. Иванов, В. И. Почтарев, К. П. Флоренский.

103. Манк У., Макдональд Г. Вращение Земли. М., 1964. 340 с.

104. Металлова В. В. Отрицательная намагниченность горных пород.— *«Вопросы геофизики. Учен. зап. Ленингр. гос. ун-та, сер. физич. и геологич. наук»*, 1958, № 249, вып. 10, с. 169—193.

105. Молоствовский Э. А. К вопросу об изменении магнитного поля Земли в поздней перми и раннем триасе и их корреляции с геологическими явлениями.— В кн.: *Материалы VIII конференции по постоянному геомагнитному полю и палеомагнетизму*. Ч. 2. Киев, 1970, с. 93—98.

106. Некоторые результаты измерения постоянного магнитного поля Земли с искусственного спутника Земли над территорией СССР.— *«Геомагнетизм и аэрномия»*, 1962, т. 2, № 6, с. 1061—1075. Авт.: Ш. Ш. Долгинов, Л. Н. Жузгов, Н. В. Пушкин, Л. О. Тюрина, И. В. Фрязинов.

107. Оль А. И. Строение Земли и физические свойства земных глубин.— *«Природа»*, 1950, № 3, с. 3—9.

108. Орлов В. П. Магнитные аномалии векового хода в Средней Азии.— *«Изв. АН СССР. Сер. геофизич.»*, 1958, № 10, с. 1245—1247.

109. Орлов В. П. Вековой ход геомагнитных элементов в Арктике для периода 1954—1955 гг.— *«Геомагнетизм и аэрномия»*, 1962, т. 2, № 1, с. 167—171.

110. Петров И. Н., Металлова В. В. Переходная термоостаточная намагниченность и ее роль при низкотемпературной обработке магнетитосодержащих горных пород.— *«Изв. АН СССР. Физика Земли»*, 1968, № 9, с. 71—78.

111. Петров И. Н., Металлова В. В. Некоторые особенности природы переходной термоостаточной намагниченности.— В кн.: *Материалы VIII конференции по постоянному геомагнитному полю и палеомагнетизму*. Ч. 1. Киев, 1970, с. 158—163.

112. Петров И. Н., Металлова В. В. О законе аддитивности и роли термических флуктуаций в возникновении переходной термоостаточной намагниченности магнетита.— *«Изв. АН СССР. Физика Земли»*, 1971, № 1, с. 85—92.

113. Петрова Г. Н. Лабораторная оценка стабильности остаточной намагниченности горных пород. М., 1961, 104 с.

114. Петрова Г. Н., Миннибаев С. А., Колесников Л. В. Самообращение TRM в гемонильмените с Камчатского п-ова.—*Изв. АН СССР. Сер. геофизич.* 1965, № 4, с. 85—90.
115. Петрова Г. Н., Храмов А. Н. Геомагнетизм и внутреннее строение Земли.—*Изв. АН СССР. Физика Земли*, 1970, № 4, с. 65—83.
116. Печерский Д. М. Магнитные свойства гранитоидов Северо-Востока СССР.—*Труды Северо-Восточного комплексн. НИИ*, 1964, вып. 9, с. 6—158.
117. Печерский Д. М., Шаронова З. В. О происхождении магнетита в магматических породах основного состава.—*Изв. АН СССР. Физика Земли*, 1970, № 3, с. 111—115.
118. Погарская И. А. Данные о вековых геомагнитных вариациях на рубеже карбона и перми.— В кн.: Постоянное магнитное поле Земли, палеомагнетизм и магнетизм горных пород. Киев, 1973, с. 43—45.
119. Почтарев В. И. Об одном возможном источнике мировых магнитных аномалий.—*Изв. АН СССР. Сер. геофизич.*, 1957, № 6, с. 818—822.
120. Почтарев В. И. О некоторых общих чертах магнитного и гравитационного полей Земли.—*Труды Ин-та космофизич. исслед. и аэронавигации Якут. фил. СО АН СССР*, 1973, вып. 27, с. 42—45.
121. Ранкори С. К. Палеомагнетизм горных пород (о намагниченности древних пород в связи с проблемами перемещения полюсов и континентов).— В кн.: Палеомагнетизм. М., 1962, с. 138—165.
122. Ржевский Ю. С. Результаты применения палеомагнитного метода для выявления сдвиговых смещений в Таджикской депрессии.—*Изв. АН СССР. Физика Земли*, 1966, № 8, с. 108—111.
123. Родионов В. П. О характере изменения первичной намагниченности в переходных слоях верхнего кембрия и ордовика.— В кн.: Магнетизм горных пород и палеомагнетизм. 1968 г. М., 1969, с. 162—165.
124. Розе Е. Н. О структуре магнитного поля Земли на океанах.— В кн.: Материалы VIII конференции по постоянному геомагнитному полю, магнетизму горных пород и палеомагнетизму. Ч. 1. М., 1970, с. 208—210.
125. Розе Т. Н. Магнитные свойства некоторых пород при различных температурах.—*Учен. зап. Ленингр. гос. ун-та, сер. физич. наук*, 1949, № 120, вып. 7, с. 174—201.
126. Рыбак Р. С. Диагностика магнетита термомагнитным методом.—*Изв. АН СССР. Физика Земли*, 1974, № 4, с. 98—102.
127. Рябкова М. С., Макарова З. А. Об одном способе построения нормального геомагнитного поля.—*«Геомагнетизм и аэронавигация»*, 1970, т. 10, № 6, с. 1128—1132.
128. Симоненко Т. М. Магнитное поле областей континентальной коры.—*Изв. АН СССР. Физика Земли*, 1972, № 9, с. 48—63.
129. Симоненко Т. Н., Горшкова Т. А. Выявление минимума спектра геомагнитного поля по протяженным профилям.— В кн.: Материалы VIII конференции по постоянному геомагнитному полю, магнетизму горных пород и палеомагнетизму. Ч. 1. М., 1970, с. 197—202.
130. Симонов И. М. Опыт математической теории земного магнетизма.—*Учен. зап. Казан. ун-та*, 1835, кн. 3, с. 49—68.
131. Слауцитайс И. П. Метод переосаждения в оценке напряженности поля.— В кн.: Магнетизм горных пород и палеомагнетизм. 1968 г. М., 1969, с. 134—137.
132. Слауцитайс И. П. Палеомагнитные стратиграфические исследования отложений пермо-триаса и анализ магнитного поля Земли в эпоху пермо-триаса.— В кн.: Материалы VIII конференции по постоянному геомагнитному полю и палеомагнетизму. Ч. 2. Киев, 1970, с. 128—131.
133. Смеров А. А. Характер намагниченности руд и природа отрицательных магнитных аномалий Ангара-Илимского района.—*«Вопросы геофизики. Учен. зап. Ленингр. гос. ун-та, сер. физич. и геологич. наук»*, 1958, № 249, вып. 10, с. 194—230.
134. Соболев Н. В. Ксенолиты эклогитов из кимберлитовых трубок как обломки вещества верхней мантии.— В кн.: Кора и верхняя мантия Земли. М., 1968, с. 119—126.

135. Сферический анализ главного геомагнитного поля и его вековых вариаций.— «Геомагнетизм и аэрономия», 1967, т. 3, № 2, с. 271—285. Авт.: Н. В. Адам, Н. П. Бенькова, В. П. Орлов, Н. К. Осипов, Л. О. Тюрмина.
136. Тилло А. Исследование о географическом распределении и вековом изменении склонения и наклонения магнитной стрелки на пространстве Европейской России.— В кн.: Метеорологический сборник, 1883, т. 8, № 2.
137. Трухин В. И. Введение в магнетизм горных пород. М., 1973, 275 с.
138. Тюрмина Л. О. Аналитическая модель геомагнитного поля.— «Геомагнетизм и аэрономия», 1968, т. 8, № 5, с. 977—979.
139. Умов Н. А. Избранные сочинения. Л., 1950, 553 с.
140. Файф У., Тернер Ф., Ферхуген Д. Метаморфические реакции и метаморфические фации. М., 1962, 412 с.
141. Френкель Я. И. Земной магнетизм.— «Изв. АН СССР. Сер. физич.», 1947, т. 11, № 6, с. 607—616.
142. Фурмарье П. Проблемы дрейфа континентов. М., 1971, 254 с.
143. Характерные черты переходных режимов геомагнитного поля.— «Изв. АН СССР. Физика Земли», 1972, № 6, с. 53—75. Авт.: Г. Н. Петрова, В. В. Буха, Л. Н. Гамов, Г. З. Гурарий, В. Ф. Давыдов, Т. А. Исмаил-Заде, Ю. Д. Калинин, Л. Я. Кравчинский, Г. А. Поспелова, В. П. Родионов.
144. Храмов А. Н. Магнитное поле Земли в позднем палеозое.— «Изв. АН СССР. Физика Земли», 1967, № 1, с. 86—108.
145. Храмов А. Н. Ориентационная намагнитченность тонкодисперсионных осадков.— «Изв. АН СССР. Физика Земли», 1968, № 1, с. 115—119.
146. Храмов А. Н., Молостовский Э. А., Файнберг Ф. С. К вопросу о единицах палеомагнитной шкалы.— «Изв. АН СССР. Сер. геологич.», 1973, № 4, с. 34—39.
147. Храмов А. Н., Петрова Г. Н., Комаров А. Г., Кочегура В. В. Методика палеомагнитных исследований. Л., 1961, 131 с.
148. Цирель В. С. Применение ядерного пешеходного магнитометра для съемки на море.— «Труды Всесоюз. ин-та методики и техники разведки», 1961, вып. 3, с. 241—257.
149. Шапиро В. А., Иванов Н. А. Характеристики динамической намагнитченности, создаваемой ударами в образцах естественных ферромагнетиков.— «Изв. АН СССР. Физика Земли», 1969, № 5, с. 50—60.
150. Шолпо Л. Е. Вязкая намагнитченность горных пород.— В кн.: Информ. сб. ВСЕГЕИ, 1961, № 45. Сер. Геофизика, вып. 3, с. 73—87.
151. Adams W. G. An account of the late Professor John Adams determination of the magnetic constants.— In: British Assoc. Rep. Bristol Meeting Intern. Conf. Terrest. Magn. 1898, Berlin, 1900.
152. Akimoto S., Katsura T., Yoshida M. Magnetic properties of $\text{Fe}_2\text{TiO}_4\text{—Fe}_3\text{O}_4$ system and their change with oxidation.— «J. Geomagn. a. Geoelectr.», 1957, vol. 9, N 4, p. 165—178.
153. Allan D. W. On the behaviour of systems of coupled dynamos.— «Proc. Cambridge Phil. Soc.», 1962, vol. 58, pt. 4, p. 671—693.
154. Ailredge L. R. Analysis of long magnetic profiles.— «J. Geomagn. a. Geoelectr.», 1965, vol. 17, N 3—4, p. 173—185.
155. An evaluation of the main geomagnetic field, 1949—1962.— «J. Geophys. Res.», 1965, vol. 10, N 15, p. 3647—3674. Auth.: J. Cain, W. E. Daniels, S. J. Hendricks, D. C. Jensen.
156. A proposed model for the international geomagnetic reference field—1965.— «J. Geomagn. a. Geoelectr.», 1967, vol. 19, N 4, p. 335—355. Auth.: J. Cain, S. J. Hendricks, R. A. Langel, W. V. Hudson.
157. Backus G., Chandrasekhar S. On Cowlings theorem on the impossibility of self-maintained axisymmetric homogeneous dynamos.— «Proc. Nat. Acad. Sci.», 1956, vol. 42, N 3, p. 105—109.
158. Barnett S. The magnetization by the rotation.— «Phys. Rev.», 1915, vol. 6, N 4, p. 239—269.
159. Bartels J. The eccentric dipole approximating the Earth's magnetic field.— «Terr. Magn. a. Atm. Electr.», 1936, vol. 41, N 3, p. 225—250.
160. Bates L. F. Domaines élémentaires dans monocristal de cobalt.— «J. phys. e. radium», 1951, t. 12, N 3, p. 322—324.

161. Bauer L. The physical decomposition of the Earth's permanent magnetic field.—«Terr. Magn. a. Atm. Electr.», 1899, vol. 4, N 1, p. 33—52.
162. Bean C. P., Livingston D. Anisotropy of superparamagnetic particles as measured by torque and resonance.—«J. Appl. Phys.», 1959, vol. 30, N 4, p. 318—319.
163. Ben'kova N. P., Simonenko T. N. Geomagnetic anomalies from «Cosmos-49» and comparison with the other geophysical phenomena.—In: Progr. a. Abstr. the 15th IUGG General Assembly. Moscow, 1971, p. 354.
164. Bidlingmaier F. Hilfsmittel der praktischen Navigation.—«Ann. Hydrograph. u. Maritim. Meteorol.», 1907, H. 1, p. 198.
165. Blackett P. M. S. A negative experiment relating to magnetism and the Earth's rotation.—«Phil. Trans. Roy. Soc. London», 1952, ser. A, vol. 245, N 897, p. 309—310.
166. De Boer I. Paleomagnetic indications of megatectonic movements in the Tethys.—«J. Geophys. Res.», 1965, vol. 70, N 4, p. 931—944.
167. Bondi H., Lyttleton R. A. On the dynamical theory of the rotation of the Earth. II. The effect of precession on the motion of the liquid core.—«Proc. Cambridge Phil. Soc.», 1953, vol. 49, pt. 3, p. 498—515.
168. Brunhes B. Recherches sur la direction d'aimantation des roches volcaniques.—«J. Phys.», 1906, sér. 4, t. 5, 705—724.
169. Bullard E. C. Secular change in the Earth's magnetic field.—«Monthly Not. Roy. Astron. Soc. Geophys. Suppl.», 1948, vol. 5, N 7, p. 248—257.
170. Bullard E. C. Electromagnetic induction in rotating sphere.—«Proc. Roy. Soc. London», 1949, ser. A, vol. 199, N 1059, p. 413—443.
171. Bullard E. C. The removal of trend from magnetic surveys.—«Earth a Planet. Sci. Lett.», 1967, vol. 2, N 4, p. 293—300.
172. Bullard E. C. et al. The westward drift of the Earth's magnetic field.—«Phil. Trans. Roy. Soc. London», 1950, ser. A, vol. 243, N 1, p. 67—92.
173. Bullard E. C., Everett J. E., Smith A. G. The fit of the continents around the Atlantic.—«Phil. Trans. Roy. Soc. London», 1965, ser. A, vol. 258, N 1088, p. 41—51.
174. Bullard E. C., Gellman H. Homogeneous dynamos and terrestrial magnetism.—«Phil. Trans. Roy. Soc. London», 1954, ser. A, vol. 247, N 928, p. 213—278.
175. Bullen K. E. The density variation of the Earth's central core.—«Bull. Seism. Soc. Amer.», 1942, vol. 32, N 1, p. 19—29.
176. Bullen K. E. A hypotheses on compressibility at pressures of the order of a million atmospheres.—«Nature», 1946, vol. 157, N 3987, p. 405.
177. Bullen K. E. Physical properties of the Earth's core.—«Ann. Géophys.», 1955, vol. 2, N 1, p. 53—64.
178. Cain J. C., Sweeney R. E. Magnetic field mapping of the inner magnetosphere.—«J. Geophys. Res.», 1970, vol. 75, N 22, p. 4360—4362.
179. Carmichael J. S., Nicholls G. Iron-titanium oxides and oxygen fugacities in volcanic rocks.—«J. Geophys. Res.», 1967, vol. 72, N 18, p. 4665—4687.
180. Chandrasekhar S. Hydrodynamic and hydromagnetic stability. Oxford, 1961. 652 p.
181. Chapman S., Price A. The electric and magnetic state of the interior of the Earth, as interior from terrestrial magnetic variation.—«Phil. Trans. Roy. Soc. London», 1930, ser. A, vol. 229, N 679, p. 427—460.
182. Chevallier P. Propriétés magnétiques de l'oxyde ferrique rhomboédrique ($\text{Fe}_2\text{O}_3\alpha$).—«J. de phys. et le radium», 1951, vol. 12, N 2, p. 172—188.
183. Chevallier R., Mathiew S. Propriétés magnétiques des poudres d'hématites influence des dimensions des grains.—«Ann. Phys.», 1943, vol. 18, N 2, p. 258—288.
184. Cowling T. G. The magnetic field of sunspots.—«Monthly Not. Roy. Astron. Soc.», 1934, vol. 94, N 1, 39 p.
185. Cox A. Geomagnetic reversals.—«Science», 1969, vol. 163, N 3864, p. 237—245.
186. Cox A., Doell R. Review of paleomagnetism.—«Bull. Geol. Soc. Amer.», 1960, vol. 71, N 6, p. 645—768.

187. Creer K. M. The dispersion of the geomagnetic field due to secular variation and its determination for remote times from paleomagnetic methods.—*J. Geophys. Res.*, 1962, vol. 67, N 9, p. 3461—3476.
188. Creer K. M. A review of paleomagnetism.—*Earth Sci. Rev.*, 1970, vol. 6, N 6, p. 369—466.
189. Creer K. M., Ispir Y. An interpretation of the behaviour of the geomagnetic field during polarity transitions.—*Phys. Earth a. Planet. Intern.*, 1970, vol. 2, N 4, p. 283—293.
190. Creer K. M., Petersen N., Petherbridge J. Partial self-reversal of remanent magnetization and anisotropy of viscous magnetization in basalts.—*Geophys. J.*, 1970, vol. 21, N 5, p. 471—483.
191. David P. Sur la stabilité de la direction d'aimantation dans quelques roches volcaniques.—*C. R. Acad. Sci.*, Paris, 1904, t. 138, N 1, p. 41—42.
192. Dawson E., Dalgetty L. G. Magnetic charts of Canada for epoch 1965.—*Publ. Dominion Observ.*, Ottawa, 1966, vol. 31, N 9.
193. Depietri C. Una componente con periodo di circa cinque anni e mezzo nelle serie locali e regionali dei gradienti annui della intensità totale del campo geomagnetico.—*Atti Soc. Natur. e Mat. Moderna*, 1962, vol. 93, p. 4—18.
194. Description of the Earth's main magnetic field and its secular change, 1905—1943.—In: *Publ. N 578. Carnegie Inst. Washington*, 1947. Auth.: E. H. Vestine, L. Laporte, J. Lange, W. E. Scott.
195. Die Darstellung des geomagnetischen Potentials zur Epoche 1945 durch eine Entwicklung nach Kugelfunktionen bis zur 15. Ordnung.—*Pure a. Appl. Geophys.*, 1964, vol. 57, N 57, p. 5—30. Auth.: G. Fanslau, H. Kautzleben, O. Lucke, P. Mauersberger, K. Sellien.
196. Dyson F. W., Furner H. The Earth's magnetic potential.—*Monthly Not. Roy. Astron. Soc. London Geophys. Suppl.*, 1923, vol. 1, N 1, p. 76—88.
197. Elsasser W. On the origin of the Earth's magnetic field.—*Phys. Rev.*, 1939, vol. 55, N 5, p. 489—498.
198. Erman A., Petersen H. Die Grundlagen der Gausschen Theorie und die Erscheinungen des Erdmagnetismus im Jahre 1829. Berlin, 1874.
199. Finch H. F., Leaton B. R. The Earth's main magnetic field, epoch 1955.—*Monthly Not. Roy. Astron. Soc. London. Geophys. Suppl.*, 1957, vol. 7, N 3, p. 314—317.
200. Fisher R. Dispersion on a sphere.—*Proc. Roy. Soc. London*, 1953, vol. 217, N 1130, p. 295—305.
201. Fisk H. Isopors and isoporic movements.—*Bull. Intern. Union Geodes. a. Geophys.*, 1931, N 8, p. 280—292.
202. Folgheraiter G. Sur les variations séculaires de l'inclinaison magnétique des antiques.—*J. Phys.*, 1899, sér. 3, t. 8, p. 5—16.
203. Fougere P. F. Spherical harmonic analysis. 2. A new model derived from magnetic observatory data for epoch 1960.—*J. Geophys. Res.*, 1965, vol. 70, N 9, p. 2171—2180.
204. Frenkel J. I., Dorfman J. G. Spontaneous and induced magnetization in ferromagnetic bodies.—*Nature*, 1930, vol. 126, N 3173, p. 274—275.
205. Fritsche H. Über die Bestimmung der Koeffizienten der Gaussischen allgemeinen Theorie des Erdmagnetismus für das Jahr 1885. St.-Petersburg, 1897.
206. Fritsche H. Die Elemente des Erdmagnetismus und ihre säkularen Änderungen während des Leitraumes 1550 bis 1915. St.-Petersburg, 1900.
207. Gilvarry I. I. Lindemann and Grüneisen laws and melting law at high pressure.—*Phys. Rev. Lett.*, 1966, vol. 16, N 24, p. 1089—1091.
208. Gorshkov E. S., Gus'kova E. G., Pochtarev V. I. Magnetic properties of lunar specimens returned by ALS «Luna-16».—In: *Space Res 12. Berlin*, 1972, p. 83—85.
209. Gorter E. W., Schulkes J. A. The artificial self reversal ferrites.—*Phys. Rev.*, 1953, vol. 89, N 4, p. 487—489.
210. Graham J. W. The stability and significance of magnetism in sedimentary rocks.—*J. Geophys. Res.*, 1949, vol. 54, N 2, p. 131—167.
211. Griffiths D. H., King G. R., Wright A. E. Some field and laboratory studies of the depositional remanence of recent sediments.—*Adv. Phys.*, 1957, vol. 6, N 23, p. 306—316.

212. Gromme C. I., Wright T. L., Peck D. L. Magnetic properties and oxidation of iron-titanium oxide minerals in Alac and Makaopuhi lava lakes Hawaii.—*J. Geophys. Res.*, 1969, vol. 74, N 22, p. 5277—5293.
213. Gunn R. A. theory of the permanent magnetic field of the sun and Earth.—*Phys. Rev.*, 1929, vol. 34, N 2, p. 335—343.
214. Havard A., Lewis M. Reversed partial thermomagnetic in natural and synthetic titanomagnetites.—*Geophys. J.*, 1965, vol. 10, N 1, p. 59—68.
215. Heirtzler I. R., Pichon X., Baron Y. G. Magnetic anomalies over the Reykjanes Ridge.—*Deep-Sea Res.*, 1966, vol. 13, N 3, p. 427—443.
216. Heisenberg W. 1) Zur Theorien des Ferromagnetismus.—*Zs. Phys.*, 1928, Bd. 49, H. 9/10, S. 619—630; 2) Fortschritte den Theorien des Ferromagnetismus.—*Metallwirtschaft*, 1930, Bd. 9, S. 843.
217. Hide R. Some experiments on thermal convection in a rotating liquid.—*Quart. J. Roy. Met. Soc.*, 1953, vol. 79, N 339, p. 161—162.
218. Hide R., Malin S. R. C. Novel correlation between global features of the Earth's gravitational and magnetic fields.—*Nature*, 1970, vol. 225, N 5233, p. 605—609.
219. Hospers J. Reversals of the main geomagnetic field.—*Proc. Koninkl. Nederlandse Akad. Sci.*, 1953, vol. 56, ser. B, N 5, p. 467—476, 477—491; 1954, vol. 57, ser. B, N 1, p. 112—121.
220. Hospers J. Magnetic correlation in volcanic districts.—*Geol. Mag.*, 1954, vol. 91, N 5, p. 352—360.
221. Hospers J. Rock magnetism and polar wandering.—*J. Geol.*, 1955, vol. 63, N 1, p. 59—75.
222. Irving E. Palaeomagnetism and its application to geological and geophysical problems. New York—London—Sydney, 1964. 399 p.
223. Irving E., Robertson W. A. Test for polar wandering and some possible implications.—*J. Geophys. Res.*, 1969, vol. 74, N 4, p. 1026—1036.
224. Ishikawa Y., Syono Y. Order-disorder transformation and reverse thermoremanent magnetization in the $\text{FeTiO}_3\text{—Fe}_2\text{O}_3$ —*J. Phys. Chem. Solids*, 1963, vol. 24, N 4, p. 517—528.
225. Jensen D. S., Cain J. K. An interim geomagnetic field.—*J. Geophys. Res.*, 1962, vol. 67, N 9, p. 3568—3569.
226. Johnson E. A., Murphy T., Torreson O. W. Prehistory of the Earth's magnetic field.—*Terr. Magn. a. Atm. Electr.*, 1948, vol. 53, N 3, p. 349—372.
227. Jones H. S., Melotte P. J. The harmonic analysis of the Earth's main magnetic field for epoch 1942.—*Monthly Not. Roy. Astron. Soc. London, Geophys. Suppl.*, 1953, vol. 6, N 4, p. 409—430.
228. Kawai N., Kume S., Sasajima S. Magnetism of rocks and solid phase transformation in ferromagnetic minerals.—*Proc. Japan Acad. Sci.*, 1954, vol. 30, N 9, p. 864—868.
229. King R. F. The remanent magnetism of artificially deposited sediments.—*Monthly Not. Astron. Soc., Geophys. Suppl.*, 1955, vol. 7, N 3, p. 115—134.
230. Kinoshita H. Studies on piezo-magnetization. (III).—*J. Geomagn. a. Geoelectr.*, 1968, vol. 20, N 3, p. 155—168.
231. Kinoshita H. Studies on piezo-magnetization. (IV). Interpretation of PRM production for single domain grains.—*J. Geomagn. a. Geoelectr.*, 1969, vol. 21, N 1, p. 409—426.
232. Kobayashi K. An experimental demonstration of the production of chemical remanent magnetization with Cu-Co alloy.—*J. Geomagn. a. Geoelectr.*, 1961, vol. 12, N 3, p. 148—164.
233. Kobayashi K., Fuller M. D. Origin of memory and the stable fraction of remanent magnetization in multidomain ferromagnetics.—In: *Ann. Progr. Rep. Rock Magn. Res. Group Japan*. Tokyo, 1965, p. 51—73.
234. Kobayashi K., Fuller M. Stable remanence and memory of multidomain materials with special reference to magnetite.—*Phil. Mag.*, 1968, vol. 18, N 153, p. 601—624.
235. Koenigsberger J. G. Über die magnetische Eigenschaft von Gesteinen.—*Terr. Magn. a. Atm. Electr.*, 1930, vol. 35, N 3, p. 145—148.

236. Koenigsberger J. G. Gesteinsmagnetismus und Säkularvariation.—*«Zs. Geophys.»*, 1932, Bd. 8, H. 2, S. 322—324.
237. Koenigsberger J. G. Residual magnetism and the measurement of geologic time.—In: S.-A. Report 16th Intern. Geol. Congr. Washington, 1936, vol. 7.
238. Koenigsberger J. G. Natural residual magnetism of eruptive rocks.—*«Terr. Magn. a. Atm. Electr.»*, 1938, vol. 43, N 2, p. 299—320.
239. Larson R. L., Pitman W. C. World-wide correlation of Mesozoic magnetic anomalies, and its implications.—*«GSA Bull.»*, 1972, vol. 83, N 12, p. 3645—3662.
240. Leaton B. R., Malin S. R. C. a. Evans M. G. On analytical representation of the estimated geomagnetic field and its secular change for the epoch 1965.—*«J. Geomagn. a. Geoelectr.»*, 1965, vol. 17, N 1, p. 187—192.
241. Lehmann I. P'time curves.—*«Bur. Centr. Seism. Intern.»*, 1936, ser. A, vol. 14, N 1, p. 3—31.
242. Lehnert B. On the behavior of an electrically conductive liquid in a magnetic field.—*«Ark. f. Phys.»*, 1952, Bd. 5, N 5, p. 69—90.
243. Lindsley D. H., Speidel D., Nafziger R. H. *p-T*-relations in the system Fe-O-SiO₂.—*«Amer. J. Sci.»*, 1968, vol. 266, N 5, p. 342—360.
244. Lundquist S. Studies in magneto-hydrodynamics.—*«Ark. f. Phys.»*, 1952, Bd. 5, N 15, p. 297—347.
245. Luyendyk B. P., Mudie J. D., Harrison C. C. A. Lineations of magnetic anomalies in the north-east Pacific observed near the ocean floor.—*«J. Geophys. Res.»*, 1968, vol. 73, N 18, p. 5951—5957.
246. Magnetism and the history of the moon.—In: *Magn. a. Magn. Mat.* 18 th Ann. Conf. Denver, 1972, N. Y., 1973, pt. 2, p. 1178—1196. Auth.: D. W. Strangway, W. A. Cose, G. W. Pearce, J. G. Carnes.
247. Mason R. G., Raff A. D. A magnetic survey of the west coast of North America, 32° N to 42° N.—*«Bull. Geol. Soc. Amer.»*, 1961, vol. 72, N 8, p. 1259—1266.
248. Mathematical model of the geomagnetic field for 1965.—*«J. Geophys. Res.»*, 1966, vol. 71, N 25, p. 2373—2378. Auth.: L. Hurwitz, D. J. Knapp, G. H. Melson, D. E. Watson.
249. Measurement of variation with depth of main geomagnetic field.—*«Phil. Trans. Roy. Soc. London»*, 1951, ser. A, vol. 244, N 878, p. 113—151. Auth.: S. H. Runcorn, A. C. Benson, A. T. Moore, D. H. Griffiths.
250. McElhinny M. W. Geomagnetic reversals during the phanerozoic.—*«Science»*, 1971, vol. 172, N 3979, p. 158—159.
251. Meiklejon W. Exchange anisotropy in system ferric-ferric oxide.—*«J. Appl. Phys.»*, 1958, vol. 29, N 3, p. 454—455.
252. Meiklejon W. Exchange anisotropy — a review.—*«J. Appl. Phys.»*, 1962, vol. 33, N 3, p. 1328—1335.
253. Melloni M., Arago M. Sur l'aimantation des roches volcaniques.—*«C. R. Acad. Sci. Paris»*, 1853, vol. 37, p. 229—231.
254. Mercanton R. L. Aimantation des roches volcaniques australiennes.—*«C. R. Acad. Sci. Paris»*, 1926, vol. 182, p. 1231—1232.
255. Metallova V. V., Petrov I. N., Shashkanov V. A. The temperature dependence of the magnetic viscosity coefficient.—In: *Progr. a. Abstr. 15th UGG General Assembly. Moscow, 1971*, p. 312.
256. Mountaine W., Dolson I. A letter to the Right Honourable the Eare of Macclessfield, president the Council and Fellows of the Royal Society, conducting the variation of magnetic needle.—*«Phil. Trans. Roy. Soc. London»*, 1757, vol. 50, p. 1.
257. Nagata T. Notes on detrital remanent magnetization of sediments.—*«J. Geomagn. a. Geoelectr.»*, 1962, vol. 14, N 2, p. 99—106.
258. Nagata T. On the depositional remanent magnetism (DRM).—In: *Ann. Progr. Rep. Rock Magn. Res. Group Japan. Tokyo, 1963*, p. 38—44.
259. Nagata T., Carleton B. J. Notes on piezo-remanent magnetization of igneous rocks (II).—*«J. Geomagn. a. Geoelectr.»*, 1969, vol. 21, N 1, p. 427—446.
260. Nagata T., Carleton B. J. Notes on piezo-remanent magnetization of igneous rocks (III).—*«J. Geomagn. a. Geoelectr.»*, 1969, vol. 21, N 3, p. 623—646.
261. Nagata T., Jasuhiko S. Geomagnetic secular variation during

the period from 1955 to 1960.—*J. Geomagn. a. Geoelectr.*, 1961, vol. 12, N 12, p. 84—98.

262. Nagata T., Kobayashi K. Experimental studies on the generation of remanent magnetization of ferromagnetic minerals by chemical reactions.—*Proc. Japan Acad. Sci.*, 1958, vol. 34, N 5, p. 269—273.

263. Nagata T., Ozima M., Yama-ai M. Demonstration of the production of a new type of remanent magnetization: inverted type of thermoremanent magnetization.—*Nature*, 1963, vol. 197, N 4866, p. 444—445.

264. Nagata T., Uyeda S. Exchange interaction as a cause of reverse thermoremanent magnetism.—*Nature*, 1959, vol. 184, N 4690, p. 890—891.

265. Neel L. Propriétés magnétiques des ferrites: ferrimagnétisme et antiferromagnétisme.—*Ann. Phys.*, 1948, vol. 3, N 2, p. 137—198.

266. Neel L. Théorie du Traînage magnétique des ferromagnétiques en grains fins avec application aux cuîtés.—*Ann. Géophys.*, 1949, vol. 5, N 2, p. 99—136.

267. Neel L. L'inversion de l'aimantation permanente des roches.—*Ann. Géophys.*, 1951, vol. 7, N 2, p. 90—103.

268. Neel L. Some theoretical aspects of rock-magnetism.—*Adv. Phys.*, 1955, vol. 4, N 14, p. 191—243.

269. Neumayer G. Über das gegenwärtige vorliegende Material für die Erd- und Weltmagnetische Forschung.—In: *Verhandl. des 8. Deutsch. Geograph. Tages zu Berlin*. Berlin, 1889, S. 33—36.

270. On possibility of using magnetic methods to study tectonic processes.—*Tectonophysics*, 1972, vol. 14, N 314, p. 257—262. Auth.: K. N. Abdullabekov, L. S. Bezuglaya, V. P. Golovkov, Yu. P. Skovorodkin.

271. Opdyke N. D. The paleomagnetism of some deep sea cores from the western Pacific ocean.—*Trans. Amer. Geophys. Union*, 1967, vol. 48, N 1, p. 89.

272. O'Reilly W., Banerjee S. Oxidation of titanomagnetite and self-reversal.—*Nature*, 1966, vol. 211, N 5044, p. 26—28.

273. Ozima M., Larson E. Low- and high-temperature oxidation of titanomagnetite in relation to irreversible changes in the magnetic properties of submarine basalts.—*J. Geophys. Res.*, 1970, vol. 75, N 5, p. 1002—1019.

274. Ozima M., Sakamoto N. Magnetic properties of synthetic cation deficient titanomagnetites.—*J. Geophys. Res.*, 1971, vol. 76, N 29, p. 7035—7046.

275. Ozima M., Yamai-ai M., Nagata T. Role of crystalline anisotropy energy on the acquisition of stable remanent magnetization: inverse type of TRM (ITRM).—*Geophys. Pure Appl.*, 1963, vol. 55, N 2, p. 77—90.

276. Paleomagnetic stratigraphy and micropaleontology of three deep sea cores from the central North Atlantic ocean.—*Earth a. Planet. Sci. Lett.*, 1968, vol. 4, N 2, p. 118—130. Auth.: I. D. Phillips, U. A. Berggren, A. Bertels, D. Wall.

277. Peterson D. N., Nairn A. E. M. Paleomagnetism of permian redbeds from the south-western United States.—*Geophys. J. Astron. Soc.*, 1971, vol. 23, N 2, p. 191—205.

278. Pouillard E. Sur le comportement de l'alumine et de l'oxyde de titane vis-à-vis des oxydes de fer.—*Ann. Chimie*, 1950, vol. 5, N 2, p. 164—214.

279. Preisach F. Über die magnetische Nach-wirkung.—*Zs. Phys.*, 1935 Bd. 94, N 5, p. 277—302.

280. Ramsey W. H. On the nature of the Earth's core.—*Monthly Not. Roy. Astron. Soc. Geophys. Suppl.*, 1949, vol. 5, N 9, p. 409—426.

281. Rikitake T. Oscillations of a system of disk dynamos.—*Proc. Cambridge Phil. Soc.*, 1958, vol. 54, N 1, p. 89—105.

282. Rochester M. G. Geomagnetic westward drift and irregularities in the Earth's rotation.—*Phil. Trans. Roy. Soc. London*, 1960, ser. A, vol. 252, N 1018, p. 531—555.

283. Runcorn S. K. Core motions and reversals of the geomagnetic field.—*Ann. Géophys.*, 1955, vol. 2, N 1, p. 72—78.

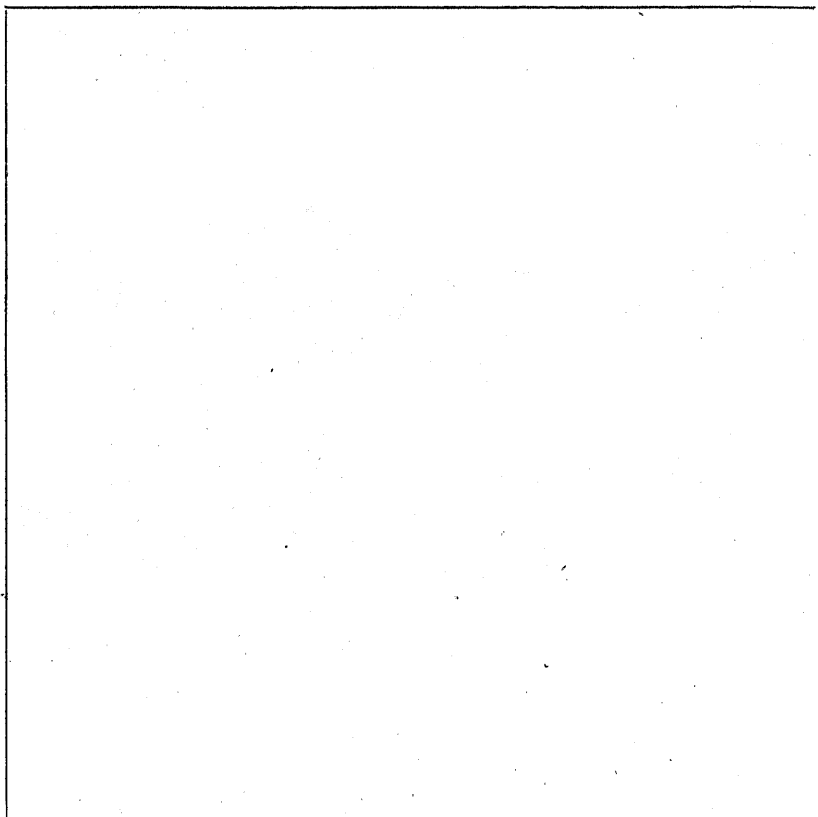
284. Runcorn S. K. Paleomagnetic evidence for geomagnetic field reversals and continental drift.—*J. Geomagn. a. Geoelectr.*, 1962, vol. 13, N 3—4, p. 84—85.

285. Runcorn S. K. Growth of the Earth's core.—«Nature», 1963, vol. 197, N 4871, p. 992.
286. Schlomka T. Zur physikalischen Theorie des Erdmagnetismus.—«Zs. Geophys.», 1933, Bd. 9, N 1/2, p. 99—109.
287. Schmidt A. Mathematische Entwicklungen zur allgemeinen Theorie des Erdmagnetismus.—In: Arch. Deutsch. Seewarte, 1899, Bd. 12, N 3, S. 1—29.
288. Schmidt A. Der magnetische Mittelpunkt der Erde und seine Bedeutung.—«Gerlands Beitr. Geophys.», 1934, Bd. 41, H. 3, S. 346—358.
289. Schwarz E. Y. Magnetic phases in natural pyrrhotite $\text{Fe}_{0.99}\text{S}$.—«J. Geomagn. a. Geoelectr.», 1968, vol. 20, N 2, p. 67—74.
290. Schwarz E. Y., Harris D. C. Phases in natural pyrrhotite and the effect of heating on their magnetic properties and composition.—«J. Geomagn. a. Geoelectr.», 1970, vol. 22, N 4, p. 463—470.
291. Serson P. H., Mack S. Z., Whitham K. A three-component airborne magnetometer.—«Publ. Dominion Observ.», Ottawa, 1957, vol. 9, N 2, 45 p.
292. Shimizu I. Magnetic viscosity of magnetite.—«J. Geomagn. a. Geoelectr.», 1960, vol. 2, N 4, p. 125—138.
293. Shull C. C., Strauser W. A., Wollan E. O. Neutron diffraction by paramagnetic and antiferromagnetic substances.—«Phys. Rev.», 1951, vol. 83, N 2, p. 333—345.
294. Shull A. Self-reversal of magnetization and chemical constitution of titanomagnetites of basalts.—«Earth a. Planet. Sci. Lett.», 1968, vol. 4, N 1, p. 57—63.
295. Spherical analysis of the paleomagnetic field.—«Earth a. Planet. Sci. Lett.», 1973, vol. 18, N 2, p. 141—147. Auth.: N. P. Ben'kova, N. V. Adam, A. N. Chramov, T. N. Cherevko.
296. Steinhaus W., Gumlich E. Experimentelle Untersuchungen zur Theorie des Ferromagnetismus.—«Verhandlung der deutsche physikalische Gesellschaft», 1915, N 21, p. 369—384.
297. Stephenson A. Spontaneous magnetization curves and Curie points of cation deficient titanomagnetites.—«Geophys. J. Astron. Soc.», 1972, vol. 29, N 1, p. 91—101.
298. Swann W. The Earth's magnetic field.—«Phil. Mag.», 1912, vol. 24, N 1, p. 80—100.
299. Swann W. F. G., Langacre A. An attempt to detect a magnetic field as the result of the rotation of a copper sphere at high speed.—«J. Franklin Inst.», 1928, vol. 205, N 4, p. 421—434.
300. Taylor G. Experiment with rotating fluids.—«Proc. Roy. Soc. London», 1922, ser. A, vol. 100, N A—703, p. 114—121.
301. The geomagnetic field. Its description and analysis.—In: Publ. N 580. Carnegie Inst. Washington, 1947, 390 p. Auth.: E. H. Vestine, L. Laporte, J. Lange, W. E. Scott.
302. Thellier E. Aimantation des Terres cuites application à la recherche de l'intensité du champ magnétique terrestre dans le passé.—«C. R. Acad. Sci. Paris», 1937, t. 204, N 3, p. 184—186.
303. Thellier E. Sur l'aimantation des Terres cuites et ses applications géophysiques.—«Ann. Inst. Phys. Globe», 1938, t. 16, N 3, p. 157—303.
304. Thellier E. Sur les propriétés de l'aimantation thermoremanente des Terres cuites.—«C. R. Acad. Sci. Paris», 1941, t. 213, N 26, p. 1019—1022.
305. Thellier E., Rimbart F., Sur l'utilisation en paléomagnétisme de la désaimantation par champs alternatifs.—«C. R. Acad. Sci. Paris», 1955, t. 240, N 13, p. 1404—1406.
306. Thellier E., Thellier O. Sur l'intensité du champ magnétique terrestre dans le passé historique et géologique.—«Ann. Géophys.», 1959, vol. 15, N 3, p. 285—377.
307. Trubjatschinski N. N. Geotektonik und Geomagnetismus.—In: Verhandl. 7 Tagung Baltischen Geod. Kommis., Berlin, 1934, p. 62—80.
308. Uffen R. I. A method of estimating the melting point gradient in the Earth's mantle.—«Trans. Amer. Geophys. Union», 1952, vol. 33, N 6, p. 893—896.

309. Uyeda S. Thermo-remanent magnetism and coercive force of the ilmenite-hematite series.—*J. Geomagn. a. Geoelectr.*, 1957, vol. 9, N 61, p. 61—78.
310. Uyeda S. Thermo-remanent magnetism as a medium of palaeomagnetism with special reference to reverse thermo-remanent magnetism.—*Japan. J. Geophys.*, 1958, vol. 2, N 1, p. 1—123.
311. Valle P. E. Sull'aumento di temperature nel mantello della terra per compressions adiabatica.—*Ann. Geofis.*, 1951, vol. 5, N 4, p. 475—478.
312. Van Bemmelen D. W. Die Abweichung der Magnetnadel, Beobachtungen Säcular Variation, West und Isogonen Systeme bis zur Mitte des 18 Jahrhunderts. Batavia, 1899, vol. 21, p. 1—109.
313. Verhoogen J. Ionic ordering and self-reversal of magnetization in impure magnetites.—*J. Geophys. Res.*, 1956, vol. 61, N 2, p. 201—210.
314. Verhoogen J. The origin of thermoremanent magnetization.—*J. Geophys. Res.*, 1959, vol. 64, N 12, p. 2441—2449.
315. Verhoogen J. Oxidation of iron-titanium oxides in igneous rocks.—*J. Geol.*, 1962, vol. 70, N 2, p. 168—181.
316. Vervay E. J. W., Heilman E. L. A physical properties and distribution of cations of oxides with spinel structure.—*J. Chem. Phys.*, 1947, vol. 15, N 4, p. 174—180.
317. Vestine E. H. On variation of geomagnetic field, fluid motions and the rate of the Earth's rotation.—*J. Geophys. Res.*, 1953, vol. 58, N 2, p. 127—145.
318. Vestine E. H. Influence of the Earth's core upon the rate of the Earth's rotation.—In: *Proc. Benedum Earth Magn. Symp.*, N. Y., 1962, p. 57—67.
319. Vestine E. H., Laporte L., Copper C. Geomagnetic secular change during past epochs.—*Trans. Amer. Geophys. Union*, 1946, vol. 27, N 6, p. 814.
320. Vine F. I., Matthews D. H. Magnetic anomalies over oceanic ridges.—*Nature*, 1963, vol. 199, N 4897, p. 947—949.
321. Watanabe N. Secular variation in the direction of geomagnetism as the standard scale for geomagnetochronology in Japan.—*Nature*, 1958, vol. 182, N 4632, p. 383—384.
322. Watson G. S., Irving E. Statistical methods in rock magnetism.—*Monthly Not. Roy. Astron. Soc.*, 1957, vol. 7, N 5, p. 289—299.
323. Weiss P. L'hypothèse du champ moléculaire et la propriété ferromagnétique.—*J. Phys.*, 1907, vol. 6, sér. 4, p. 661—690.
324. Weiss P., Forrer R. Saturation absolue du ferromagnétiques et lois d'approche en fonction du champ et de la température.—*Ann. Phys.*, 1929, vol. 12, N 4, p. 279—373.
325. Wilson H. A. An experiment on the origin of the Earth's magnetic field.—*Proc. Roy. Soc. London*, 1923, ser. A, vol. 104, N 4, p. 451—455.
326. Yukutake T. The westward drift of the magnetic field of the Earth.—*Bull. Earth. Res. Inst.*, 1962, vol. 40, N 1, p. 1—66.
327. Yukutake T. Spherical harmonic analysis of the Earth's magnetic field for the 17th and the 18th centuries.—*J. Geomagn. a. Geoelectr.*, 1971, vol. 23, N 1, p. 11—31.
328. Zmuda A. A method for analyzing values of the scalar magnetic intensity.—*J. Geophys. Res.*, 1958, vol. 63, N 3, p. 477—490.

Часть II

ПЕРЕМЕННОЕ МАГНИТНОЕ ПОЛЕ ЗЕМЛИ



ОСНОВНЫЕ УСЛОВНЫЕ ОБОЗНАЧЕНИЯ

B — магнитная индукция	S_d — возмущенная солнечно-суточная вариация
c — скорость света	T — период солнечных сутки
D — магнитное склонение	t — время
D_{sl} -индекс — мера интенсивности кольцевых токов	u — групповая скорость
e — заряд электрона	v — скорость
E — напряженность электрического поля	w — плотность энергии магнитного поля
f — частота радиоволны	X — северная составляющая магнитного поля Земли
число пятен на Солнце	Y — восточная составляющая магнитного поля Земли
g — ускорение свободного падения	Z — вертикальная составляющая магнитного поля Земли
число групп пятен на Солнце	α — эффективный коэффициент рекомбинации
H — напряженность магнитного поля горизонтальная составляющая магнитного поля Земли	ϵ — диэлектрическая проницаемость энергии
H_T — полный вектор магнитного поля Земли	θ — коширота (дополнение широты)
h — высота	λ — геомагнитная долгота
I — сила тока	λ — географическая долгота
j — плотность электрического тока	длина волны
K_p — планетарный индекс магнитной активности	σ — удельная электрическая проводимость
K — индекс магнитной активности	коэффициент фотопоглощения
l — длина свободного пробега	σ_0 — электрическая проводимость газа
m — масса частицы	σ_1 — проводимость Педерсена
m_e — масса электрона	σ_2 — проводимость Холла
m_i — масса иона	Φ — геомагнитная широта
p — давление	φ — географическая широта
R_E — радиус Земли	ω — частота
r — расстояние	ω_0 — плазменная частота
R_m — радиус поперечного сечения магнитосферы	ω_H — циклотронная частота
S_q — спокойная солнечно-суточная вариация	

ВАРИАЦИИ МАГНИТНОГО ПОЛЯ ЗЕМЛИ И МЕТОДЫ ИХ ИССЛЕДОВАНИЯ

§ 1. Классификация магнитных вариаций

На постоянное магнитное поле Земли накладывается переменное, вызывающее временные изменения главного магнитного поля. Хотя величина этих изменений по сравнению с величиной постоянной части поля и незначительна, тем не менее, будучи связана с другими геофизическими явлениями, которые происходят в ионосфере, она дает возможность судить и об этих явлениях, и об их причинах. Поэтому изучение переменного поля и его закономерностей представляет большой научный и практический интерес (достаточно сказать, что от состояния ионосферы зависит, например, слышимость радиопередающих устройств).

Переменное магнитное поле Земли можно представить как разность между наблюдаемой величиной напряженности магнитного поля и средним ее значением за какой-либо длительный промежуток времени, например месяц или год. Наблюдения показывают, что эта разность, получившая название *вектора магнитных вариаций*, меняется в разные дни различно. Иногда изменения происходят плавно, подчиняясь определенной закономерности, иногда они имеют беспорядочный характер и тогда периоды, амплитуды и фазы вариаций непрерывно меняют свое значение. В первом случае изменения или вариации называются *спокойными* или *невозмущенными*, а во втором — *возмущенными*.

Невозмущенные вариации. Они имеют более или менее периодичный характер. Так, например, если наблюдать в такой период в Ленинграде за поведением свободно вращающейся магнитной стрелки, расположенной горизонтально, то можно заметить, что северный конец ее утром начинает отклоняться к востоку и в 8 ч утра достигает наибольшего отклонения, после чего стрелка магнитометра отклоняется в обратную сторону к западу. Это отклонение заканчивается около 14 ч. Разность между максимальным и минимальным отклонениями стрелки в течение суток в Ленинграде не превышает $16'$, и поэтому заметить ее можно только при тщательных наблюдениях. Следовательно, положение магнитного меридиана и соответственно магнитное склонение (и все другие элементы) в течение суток непрерывно меняются. Такие изменения носят название *солнечно-суточных вариаций*. Они имеют период, равный солнечным суткам.

Помимо солнечно-суточных вариаций, существуют вариации с другими периодами. Поэтому удобно невозмущенные вариации классифицировать по величине периода, тем более, что и причины, обуславливающие их, различны. К числу невозмущенных

вариаций относятся *солнечно-суточные, лунно-суточные и годовые*.

Возмущенные вариации. Возмущенная часть вариаций магнитного поля также состоит из целого ряда вариаций, которые, накладываются одна на другую, в сумме дают неправильные колебания всех элементов земного магнетизма около среднего значения. Некоторые из этих вариаций имеют вполне определенный период, другие меняют свой период от одного колебания к другому. Кроме того, имеются вариации непериодического характера. Поэтому возмущенные вариации также можно классифицировать по признаку периодичности: *периодические, непериодические и неправильные флуктуации*. К числу периодических относятся *возмущенные солнечно-суточные вариации* с периодом солнечных суток и *короткопериодические колебания* (КПК), у которых период колеблется от долей секунд до десятков минут. Из непериодических известна вариация под названием *апериодическая возмущенная*, которая проявляется во время магнитных бурь главным образом в изменении горизонтальной составляющей: наблюдается быстрое ее уменьшение, затем медленное возрастание и приближение к нормальному состоянию. Неправильные флуктуации элементов земного магнетизма представляют основную часть магнитных возмущений и состоят из ряда следующих друг за другом изменений магнитных элементов с различными периодом и амплитудой.

Помимо этого существуют вариации, которые нельзя отнести ни к одному из этих трех типов, так как, имея правильный характер изменений, они не имеют определенного периода, но вместе с тем они и не апериодические. Эти вариации получили название *бухтообразных*, так как на магнитограммах они выявляются в виде кривой, напоминающей по очертанию морскую бухту.

Отделить невозмущенную часть вариаций от возмущенной, а также выделить отдельные виды их, за исключением КПК и бухтообразных, возможно лишь методами статистической обработки.

§ 2. Методы выделения суточных магнитных вариаций

Магнитные обсерватории дают материал, который требует сложной обработки статистическими методами, а также методами сферического и гармонического анализов, чтобы иметь возможность выделять вариации того или иного типа и выяснять закономерности их протекания.

Кривые непрерывной зависимости элементов земного магнетизма от времени (магнитограммы), примером которых может служить рис. 153, показывают, что каждый из элементов представляет собой сложные периодические изменения с разными периодами, амплитудами и фазами. Установить какую-либо зависимость в ходе вариаций на отдельных магнитограммах невозможно. Но сопоставляя записи вариаций за длительный период (за неделю или месяц), можно заметить, что при отсутствии сильных возмущений кривые в общем имеют тенденцию к повторению самих

себя через каждые сутки, т. е. среди различных вариаций имеются вариации с периодом, равным суткам (солнечным).

Статистические методы. Для точного нахождения этих вариаций необходимо произвести статистическую обработку путем вычисления средних суточных значений вариаций, используя для этого материал за длительный промежуток времени (месяц, год). Такая обработка заключается в том, что с магнитограмм путем непосредственного измерения снимаются для каждого часового промежутка времени средние значения ординат, соответствующие вариациям того или иного элемента, для каждого часа суток эти значения суммируются и выводится среднее значение. Пример такой обработки дан в Приложении II, где помещены среднечасовые значения ординат склонения, отсчитываемые от базисной линии.

При такой обработке случайные вариации, а также вариации, имеющие другой период, взаимно компенсируются, если только число слагаемых достаточно велико. Поэтому среднее значение не содержит каких-либо других вариаций, за исключением вековых, у которых период очень велик по сравнению с сутками. Докажем это положение путем математического анализа. Положим, что магнитограмма какого-нибудь элемента S , не содержащая вековых вариаций, представляет собой сумму двух вариаций синусоидального характера с разными периодами и одной вариации произвольного характера, т. е.

$$S = S_1 \sin(\omega_1 t + \varphi_1) + S_2 \sin(\omega_2 t + \varphi_2) + S_3(t),$$

где S_1 и S_2 — амплитуды; ω_1 и ω_2 — круговые частоты; φ_1 и φ_2 — фазы гармонических изменений элемента; $S_3(t)$ — значение элемента S_3 в момент времени t , представляющее собой функцию непериодического характера. Так как магнитограммы дают непрерывный ряд наблюдений величины S за период времени от t_1 до t_2 , то, разбивая его на ряд промежутков, равных периоду

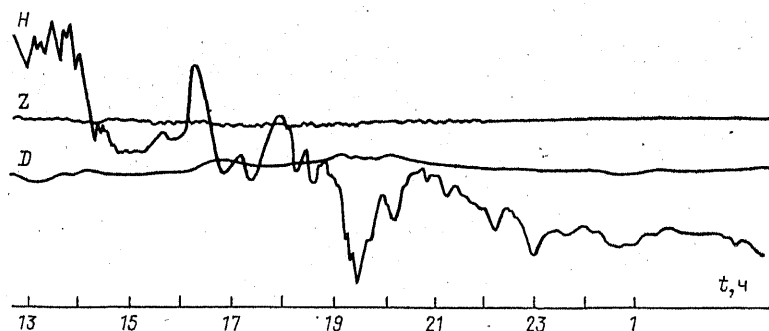


Рис. 153. Магнитограмма, представляющая изменение трех элементов земного магнетизма.

$T_1 = 2\pi/\omega_1$, можно найти значения S_k для моментов времени $t, t+T_1, t+2T_1, \dots, t+nT_1$:

$$S_k = S_1 \sin [\omega_1 (t + kT_1) + \varphi_1] + S_2 \sin [\omega_2 (t + kT_1) + \varphi_2] + S_3(t), \quad k = 1, 2 \dots n.$$

После сложения равенств получим:

$$\sum_{k=0}^n S_k = S_1 \sum_{k=0}^n \sin (\omega_1 t + \varphi_1 + 2k\pi) + S_2 \sum_{k=0}^n \sin (\omega_2 t + \varphi_2 + k\omega_2 T_1) + \sum_{k=0}^n S_3^{(k)}(t)$$

или

$$\sum_0^n S_k = (n+1) S_1 \sin (\omega_1 t + \varphi_1) + S_2 \sum_0^n \sin (k\alpha + \beta) + \sum_0^n S_3^{(k)}(t),$$

где $k\alpha = k\omega_2 T_1$, $\beta = \omega_2 t + \varphi_2$. Среднее значение \bar{S} будет равно.

$$\bar{S} = S_1 \sin (\omega_1 t + \varphi_1) + \frac{S_2}{n+1} \sum_0^n \sin (k\alpha + \beta) + \frac{1}{n+1} \sum_0^n S_3^{(k)}(t).$$

Так как вариации $S_3(t)$ случайны и не подчинены какому-либо закону, то при достаточно большом числе наблюдений отдельные как положительные, так и отрицательные значения будут встречаться в одинаковом количестве, поэтому сумма будет близка к нулю. Следовательно, можно записать:

$$\bar{S} = S_1 \sin (\omega_1 t + \varphi_1) + \frac{S_2}{n+1} \sum_0^n \sin (k\alpha + \beta)$$

или

$$\bar{S} = S_1 \sin (\omega_1 t + \varphi_1) + \frac{S_2}{n+1} \left(\sin \beta \sum_0^n \cos k\alpha + \cos \beta \sum_0^n \sin k\alpha \right). \quad (1)$$

На основании формул тригонометрии

$$\begin{aligned} \sum \cos k\alpha &= \frac{\sin [(2n+1)\alpha/2]}{2 \sin (\alpha/2)} + \frac{1}{2}; \\ \sum \sin k\alpha &= \frac{\sin (n\alpha/2) \sin [(n+1)\alpha/2]}{\sin (\alpha/2)}. \end{aligned}$$

Поэтому, подставляя эти значения в выражение (1) и пользуясь простыми тригонометрическими преобразованиями, получаем

$$\bar{S} = S_1 \sin (\omega_1 t + \varphi_1) + \frac{S_2}{n+1} \operatorname{cosec} \frac{\alpha}{2} \sin \frac{n+1}{2} \alpha \sin \left(\frac{n\alpha}{2} + \beta \right). \quad (2)$$

Как видно, при увеличении числа наблюдений (n) второй член правой части выражения стремится к нулю, так как числитель при любых значениях n остается меньше постоянной величины $S_2 \cos(\alpha/2)$, а знаменатель возрастает с ростом n . Следовательно, всегда можно выбрать такое число наблюдений, при котором второй член принял бы значение, меньшее наперед заданного числа. В таком случае $S = S_1 \sin(\omega_1 t + \varphi_1)$, т. е. средняя величина вариаций, полученная путем осреднения значений элементов, взятых через промежутки времени, равные периоду T_1 , при достаточно большом числе этих промежутков не будет содержать как случайных вариаций, так и вариаций с периодом T_2 , отличным от периода T_1 .

Таким путем выделяются не только чисто синусоидальные вариации, но и вариации любого характера, лишь бы они повторялись периодически. Действительно, любая периодическая функция $S(t)$ с периодом T может быть представлена как сумма гармонических функций с периодами, кратными T , т. е.

$$S(t) = \sum_{k=1}^n S_k \sin(\omega_k t + \varphi_k), \quad (3)$$

где k и n — целые числа. Поэтому, заменяя в уравнении (2) гармоническую функцию $S_1 \sin(\omega_1 t + \varphi_1)$ суммой (3), в результате осреднения получим опять ту же самую функцию $S(t)$, так как подстановка в уравнение (2) аргумента $t + kT$ вместо аргумента t не изменяет функции $S(t)$.

Таким образом выделяются не только вариации с периодом, равным суткам (солнечно-суточные), но и вариации с периодом лунных суток (лунно-суточные), для чего весь материал разбивается на промежутки времени, равные лунным суткам.

После того как статистическая обработка закончена и для целого ряда обсерваторий получены кривые солнечно-суточного или лунно-суточного хода, дальнейшая обработка заключается в установлении математической зависимости данной вариации от времени и координат точки на земной поверхности. Так как никаких оснований к предположению той или иной функциональной зависимости у нас не имеется, то единственный путь к нахождению ее — это представление вариации в виде ряда с постоянными коэффициентами, которые должны быть определены из наблюдений.

Метод гармонического анализа. Ввиду того, что суточные вариации (солнечные и лунные) имеют период, их в первую очередь можно разложить в ряд Фурье, и для каждого элемента X , Y и Z (северная, восточная и вертикальная составляющие) записать:

$$\begin{aligned} \delta X &= \sum_{m=1}^{\infty} (a_m^X \cos mt + b_m^X \sin mt) + a_0^X/2, \\ \delta Y &= \sum_{m=1}^{\infty} (a_m^Y \cos mt + b_m^Y \sin mt), \\ \delta Z &= \sum_{m=1}^{\infty} (a_m^Z \cos mt + b_m^Z \sin mt), \end{aligned} \quad (4)$$

где δX , δY , δZ — соответствующие вариации; a_m , b_m — постоянные коэффициенты; t — время, выраженное в градусах или радианах, причем сутки считаются равными 2π . При нахождении коэффициентов a и b можно воспользоваться формулами гармонического анализа:

$$a_m^X = \frac{2}{n} \sum_{i=0}^{n-1} \delta X_i \cos mt_i; \quad b_m^X = \frac{2}{n} \sum_{i=0}^{n-1} \delta X_i \sin mt_i \quad (5)$$

и т. д., где n — число, на которое разбивается промежуток T ; δX_i — значение вариаций в момент времени t_i , соответствующее i -му промежутку.

Так как значения вариаций даются для каждого часа суток, то число n , на которое разбивается сумма, может быть равно 24 или 12, или 8 — в зависимости от того, с какой точностью необходимо знать коэффициенты a и b .

Формулы (4) могут быть записаны в несколько ином виде, более удобном для построения графиков, если произвести сложение членов, стоящих в скобках, по формулам тригонометрии, а именно:

$$\delta X = a_0^X/2 + \sum A_m^X \sin(mt + \varphi_m^X),$$

при этом коэффициенты A и φ выражаются через a и b с соответствующими знаками следующим образом: $A = \sqrt{(a^2 + b^2)}$, $\operatorname{tg} \varphi = a/b$.

На рис. 154 представлен график суточных вариаций горизонтальной составляющей. Вполне удовлетворительное совпадение кривых 1 и 3 указывает на то, что при разложении солнечно-суточных вариаций в ряд Фурье достаточно ограничиться двумя первыми гармониками, чтобы получить результат, совпадающий с наблюдаемым.

Имея такое разложение для большого числа обсерваторий, расположенных по всей поверхности Земли, можно переходить к разложению вариаций по сферическим функциям, позволяющим выражать вариации как функции двух переменных: широты и времени.

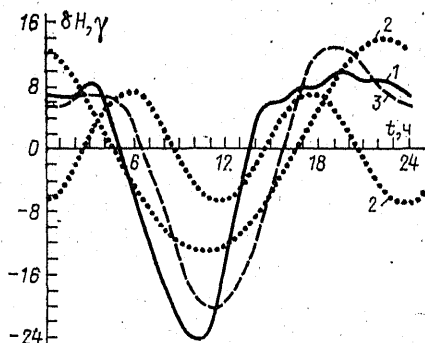


Рис. 154. Суточные вариации горизонтальной составляющей.

1 — наблюдаемая кривая; 2 — кривые, соответствующие двум первым гармоникам, 3 — суммарная кривая двух гармоник.

Метод сферического анализа. Он служит для представления потенциала поля вариаций функцией двух переменных — местного времени t и широты φ , так как наблюдения показывают, что солнечно-суточные вариации почти не зависят от долготы, но на разных широтах имеют различный характер. Сущность его заключается в следующем. Предположим, что магнитный потенциал поля вариаций U является функцией местного времени t и широты φ , т. е. $U = U(t, \varphi)$, считая при этом что вариации вызываются как внутренними, так и внешними причинами. Ввиду того, что местное время t может быть заменено долготой λ по формуле $t = t_0 + \lambda$, где t_0 — время на нулевом меридиане, и t_0 может быть выбрано равным нулю, к потенциалу U и его первым производным могут быть применены формулы разложения (I.92) и (I.95). Поэтому для составляющих вариаций мы можем написать, аналогично уравнению (I.95), следующие выражения:

$$\begin{aligned}\delta X &= - \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{m=0}^n (r_n^m \cos mt + s_n^m \sin mt) \frac{dP_n^m(\cos \theta)}{d\theta}, \\ \delta Y &= \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{m=0}^n (r_n^m \sin mt - s_n^m \cos mt) \frac{mP_n^m(\cos \theta)}{\sin \theta}, \\ \delta Z &= \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{m=0}^n (u_n^m \cos mt + v_n^m \sin mt) P_n^m(\cos \theta).\end{aligned}\quad (6)$$

При этом постоянные коэффициенты r_n^m , s_n^m , u_n^m и v_n^m связаны между собой следующими соотношениями:

$$\begin{aligned}u_n^m &= (n+1)g_n^m - nj_n^m; \quad v_n^m = (n+1)h_n^m - nk_n^m, \\ r_n^m &= g_n^m + j_n^m, \quad s_n^m = h_n^m + k_n^m,\end{aligned}$$

где g_n^m и h_n^m — коэффициенты в разложении потенциалов, вызванных внутренними причинами, а j_n^m и k_n^m — внешними. Зная эти коэффициенты, можно определить вариацию для любого момента времени и для любой точки земной поверхности.

Для нахождения коэффициентов r , s , u и v поступают следующим образом. Вариации δX , δY и δZ для каждой обсерватории, как было показано, можно представить рядами Фурье (4), коэффициенты которых a_m и b_m известны. Поэтому, сравнивая коэффициенты этих рядов при $\cos mt$ и $\sin mt$ с аналогичными коэффициентами рядов (6), получим для каждой обсерватории следующую систему уравнений:

$$\begin{aligned}a_m^X &= \sum_{n=m}^N r_n^m \frac{dP_n^m}{d\theta}, & b_m^X &= \sum_{n=m}^N s_n^m \frac{dP_n^m}{d\theta}, \\ a_m^Y &= \sum_{n=m}^N r_n^m \frac{mP_n^m}{\sin \theta}, & b_m^Y &= \sum_{n=m}^N s_n^m \frac{mP_n^m}{\sin \theta}, \\ a_m^Z &= \sum_{n=m}^N u_n^m P_n^m, & b_m^Z &= \sum_{n=m}^N v_n^m P_n^m.\end{aligned}\quad (7)$$

Но для решения этих уравнений необходимо, чтобы число их было не меньше числа неизвестных. Поэтому количество обсерваторий, расположенных равномерно на земной поверхности, должно быть выбрано в соответствии с числом неизвестных. Если ограничиться разложением по сферическим гармоникам до членов четвертого порядка ($n=4$), то общее число коэффициентов s и r будет равно 24; таково же число коэффициентов u и v . Каждая обсерватория, как видно из формул (7), дает материал для составления девяти уравнений для коэффициентов r и восьми уравнений для коэффициентов s , т. е. всего можно составить семнадцать уравнений. Однако для коэффициентов u и v есть данные только лишь для получения девяти уравнений. Следовательно, минимально необходимы данные трех обсерваторий, наблюдения которых могут быть использованы для определения всех 48 коэффициентов. Обычно же количество обсерваторий выбирается значительно большим, так что число уравнений превосходит число неизвестных, и решение тогда ведется по способу наименьших квадратов. Так, например, если на пяти обсерваториях, расположенных в различных широтах, произведено разложение кривых суточного хода в ряд Фурье до членов второго порядка ($m=2$), а разложение по сферическим функциям произведено до членов четвертого порядка ($n=4$), то в таком случае для нахождения коэффициентов r_n^m будем иметь следующую систему уравнений, составленную по наблюдениям одной из обсерваторий, дополнение широты которой θ_1 :

$$\begin{aligned}a_0^x &= r_1 \frac{dP_1}{d\theta_1} + r_2 \frac{dP_2}{d\theta_1} + r_3 \frac{dP_3}{d\theta_1} + r_4 \frac{dP_4}{d\theta_1}, \\a_1^x &= r_1^1 \frac{dP_1^1}{d\theta_1} + r_2^1 \frac{dP_2^1}{d\theta_1} + r_3^1 \frac{dP_3^1}{d\theta_1} + r_4^1 \frac{dP_4^1}{d\theta_1}, \\a_2^x &= r_2^2 \frac{dP_2^2}{d\theta_1} + r_3^2 \frac{dP_3^2}{d\theta_1} + r_4^2 \frac{dP_4^2}{d\theta_1}; \\0 &= r_3^3 \frac{dP_3^3}{d\theta_1} + r_4^3 \frac{dP_4^3}{d\theta_1}, \quad 0 = r_4^4 \frac{dP_4^4}{d\theta_1}; \\a_1^y &= r_1^1 \frac{P_1^1}{\sin \theta_1} + r_2^1 \frac{P_2^1}{\sin \theta_1} + r_3^1 \frac{P_3^1}{\sin \theta_1} + r_4^1 \frac{P_4^1}{\sin \theta_1}, \\a_2^y &= 2r_2^2 \frac{P_2^2}{\sin \theta_1} + 2r_3^2 \frac{P_3^2}{\sin \theta_1} + 2r_4^2 \frac{P_4^2}{\sin \theta_1}; \\0 &= 3r_3^3 \frac{P_3^3}{\sin \theta_1} + 3r_4^3 \frac{P_4^3}{\sin \theta_1}, \quad 0 = 4r_4^4 \frac{P_4^4}{\sin \theta_1}.\end{aligned}$$

Аналогично можно записать уравнения для остальных четырех обсерваторий. Таким образом получится 45 уравнений с 14 неизвестными.

Для нахождения коэффициентов s_n^m необходимо составить аналогичные 40 уравнений, где неизвестными будут коэффициенты для ряда Фурье b_m^X и b_m^Y , а для нахождения коэффициентов u_n^m и v_n^m — 45 уравнений (25 для u_n^m и 20 для v_n^m), где коэффициентами ряда Фурье будут являться a_m^Z и b_m^Z . Определив таким образом указанные коэффициенты и подставив их в уравнение (6), получим составляющие вектора вариации δX , δY , δZ в функции широты и времени с точностью до членов четвертого порядка.

Разложение вариаций в ряд Фурье и по шаровым функциям, так же как и для постоянного поля, позволяет разделить вектор вариации на две составляющие, из которых одна обусловлена внутренними причинами, а другая — внешними. Такое разделение показывает, что вариации, вызванные внутренними причинами, составляют примерно одну треть общих вариаций и могут быть объяснены как следствие индукционных токов, возникающих в земном шаре под действием внешних вихревых токов.

§ 3. Магнитная активность и ее характеристики

Меры активности. При анализе явлений, связанных с вариациями магнитного поля Земли, а также при сопоставлении их с другими физическими явлениями (полярными сияниями, земными токами, распространением радиоволн, появлением активных образований на Солнце) и нахождении связи между ними удобно характеризовать вариации за определенный промежуток времени величиной, выражающей степень возмущенности магнитного поля. Эту величину называют *магнитной активностью* или *магнитной возмущенностью*.

Если магнитное поле за какой-нибудь промежуток времени остается неизменным, то магнитная активность за это время считается равной нулю. Если происходят значительные изменения магнитного поля, то магнитная активность достигает большой величины. Магнитная активность тем больше, чем больше амплитуда колебаний элементов земного магнетизма, а также чем больше происходит колебаний в единицу времени.

Если определение понятия магнитной активности не встречает затруднений, то в отношении меры ее измерения до сих пор нет строгого и единого способа установления, так как она зависит не от одного параметра, а по крайней мере от двух: амплитуды и периода.

Наиболее простыми являются *международные геомагнитные характеристики*, которые представляют собой число 0, или 1, или 2, показывающие степень возмущенности того или иного дня. Получаемые в каждой обсерватории записи вариаций — магнитограммы — ежедневно характеризуются одним из этих чисел, смотря по характеру записи: наиболее спокойные отмечаются нулем, наиболее бурные — числом два. Естественно, что во многих случаях

такие характеристики являются индивидуальными, но при статистической обработке следы индивидуальности сглаживаются, и числа, полученные как среднее по целому ряду обсерваторий, можно считать объективными. Сеть магнитных обсерваторий дает сведения об активности, на основе которых получаются средние значения, публикуемые в специальном издании. Такие значения получили название *меры активности (С)*.

K_p -Индекс и a_p -индекс. В 1939 г. Международной ассоциацией по земному магнетизму и электричеству для оценки степени возмущенности геомагнитного поля была введена в практику девятибалльная шкала, которая принята и в настоящее время во многих странах. Она представляет собой численную характеристику степени возмущенности, выраженную в баллах, где каждому баллу соответствует амплитуда колебаний магнитных элементов за трехчасовой промежуток, с поправкой на спокойную суточную вариацию. Величина деления шкалы K выбирается своя для каждой обсерватории, чтобы исключить влияние широты места, так как степень возмущенности на разных широтах различна при одной и той же активности Солнца. При этом за амплитуду колебаний элементов принимается максимальная разность между наибольшим и наименьшим отклонениями одного из элементов (H , Z или D) от нормальной кривой их суточного хода в трехчасовом промежутке.

Первоначально эта характеристика была использована в обсерватории Нимег (ГДР):

a_p , γ	0—4	5—9	10—19	20—29	40—69
K -индекс	0	1	2	3	4
a_p , γ	70—119	120—199	200—329	330—499	≥ 500
K -индекс	5	6	7	8	9

Ввиду того, что амплитуда вариаций увеличивается от экватора к полюсу, для получения единообразной оценки магнитной активности на всем земном шаре приходится для каждой обсерватории иметь свою шкалу K -индекса. Так, в Советском Союзе для некоторых обсерваторий за нижнюю границу $K=9$ приняты значения амплитуд, приведенные в табл. 18.

Однако, как показал опыт оценки активности по шкале K -индексов, различные обсерватории дают несколько разные значения K , несмотря на учет влияния геомагнитной широты на величину амплитуды. Поэтому для оценки магнитной активности всего земного шара как целого, аналогично выводу среднего значения S -индекса, начиная с 1951 г. был введен средний индекс K_p , названный *планетарным*. Он получается путем осреднения величин K на 11 обсерваториях, расположенных между 50 и 63° геомагнитной широты, при этом девятибалльная шкала расширяется до двадцативосьмibalльной, т. е. при осреднении не всегда получается целое число и в этом случае пользуются введением нижних

ТАБЛИЦА 18

Наименьшая амплитуда вариаций, соответствующая $K=9$,
по данным некоторых обсерваторий СССР

Обсерватория	φ^0	a_{\min}, γ при $K=9$	Обсерватория	φ^0	a_{\min}, γ при $K=9$
о-в Хейса	71,5	2000	Москва	50,8	550
м. Челоскин	65,9	2500	Свердловск	48,5	550
Мурманск	63,5	2500	Киев	47,3	350
Диксон	63,0	1500	Иркутск	41,0	350
Уэлен	61,8	1250	Тбилиси	36,7	350
Тикси	60,4	1000	Ташкент	32,4	300
Ленинград	56,2	600	Ашхабад	30,5	300
Якутск	51,0	550			

индексов минус, нуль или плюс, принимая, например, за $K_p=1_0$ целое значение. Величины K_p публикуются ежегодно в бюллетенях. Соотношения между индексом K_p и эквивалентными ему планетарными амплитудами a_p представлены в табл. 19. Помимо трехчасовых амплитуд a_p часто используется среднесуточная амплитуда A_p , являющаяся средней величиной восьми значений a_p за сутки.

и-Мера. Для характеристики больших промежутков, таких, как месяц, год, в 1932 г. была предложена особая мера активности

ТАБЛИЦА 19

Соотношение между K_p -индексом и планетарными амплитудами a_p

K_p	a_p	K_p	a_p	K_p	a_p
0	0	3-	12	6-	67
0+	2	3 ₀	15	6 ₀	80
1-	3	3+	18	6+	94
1 ₀	4	4-	22	7-	132
1+	5	4 ₀	27	7 ₀	154
2-	6	4+	32	7+	179
2 ₀	7	5-	39	8-	207
2+	9	5 ₀	48	8 ₀	236
		5+	56	8+	300
				9-	400
				9 ₀	>400

Примечание. Знак плюс у величины, например $K_p=5_+$, означает, что средняя величина K_p находится в пределах $5,5 > 5_+ > 5,0$, знак минус означает, что $4,5 < 5_- < 5,0$.

и [19], представляющая собой среднюю величину за месяц или год разностей следующих друг за другом среднесуточных абсолютных значений горизонтальной составляющей на магнитном экваторе или вблизи него. Такая мера была выбрана на основании наблюдавшегося факта — одинакового по своему характеру для всего земного шара изменения горизонтальной составляющей во время сильных магнитных возмущений. В начальный период магнитной бури величина горизонтальной составляющей повсеместно уменьшается, а затем медленно возвращается к нормальному значению.

Так как во время бурь H возрастает от экватора к полюсу, то u -мера; вычисленная как среднее значение изменений горизонтальной составляющей, будет зависеть от геомагнитной широты места. Поэтому для единообразной оценки u -мера определяется по формуле $u = 0,1 \overline{\Delta H} / \cos \Phi \cos(\psi - D)$, где $\overline{\Delta H}$ — среднее значение изменений H в гаммах; Φ — геомагнитная широта; ψ — угол между геомагнитным и географическим меридианами; D — склонение. Множитель 0,1 вводится для того, чтобы u -мера выражалась в числах, близких к единице. По оценкам обсерваторий, расположенных в средних и низких широтах, значения u -меры хорошо совпадают и сильно расходятся по данным полярных обсерваторий.

Рассмотренные меры магнитной активности — C , K_p , a_p , u — характеризуют возмущенность за длительный интервал времени (за три часа и более).

Q-Индекс и r_H -индекс. Для описания магнитной активности в высоких широтах, где типичны локальные кратковременные возмущения большой интенсивности, необходимы другие характеристики с большим временным разрешением. В качестве таких характеристик часто используются r_H -амплитуды и Q -индексы:

r_H -амплитуда определяется как амплитуда колебаний H -компоненты магнитного поля (в гаммах) в течение часового интервала, т. е. как разность между максимальным и минимальным значениями напряженности поля за каждый час; поскольку уровень отсчета при этом не рассматривается, то r_H -амплитуды могут быть быстро и легко вычислены;

Q -индекс определяется как максимальное отклонение H -, D -, X - или Y -компонент от их нормального суточного хода за каждые 15 мин. Это отклонение характеризуется одним из 12 чисел по логарифмической шкале [73]. Вычисление Q -индексов представляет собой, следовательно, весьма трудоемкую операцию.

Основным недостатком r_H -амплитуды и Q -индекса как магнитных характеристик является то, что они вычисляются и публикуются лишь ограниченным числом обсерваторий и поэтому практически непригодны для анализа процессов развития планетарных возмущений.

В последние годы все более широкое применение находят новые характеристики интенсивности конкретных физических процессов, такие, как AE , D_{st} и т. д.

AU-Индекс, AL-индекс и AE-индекс. Т. Дэвисом и М. Сугиурой [92] были введены AU-, AL-, AE-индексы, характеризующие магнитную возмущенность в зоне полярных сияний ($\Phi=60\div 70^\circ$), обусловленную интенсивными электрическими токами — авроральными электроджетами, текущими в ионосфере.

Индекс AU (auroral upper) соответствует максимальному по всем обсерваториям авроральной зоны положительному отклонению H-составляющей магнитного поля от среднего спокойного уровня; индекс AL (auroral low) соответствует максимальному отрицательному отклонению на станциях авроральной зоны. Поскольку положительные отклонения (бухты) наблюдаются в зоне в вечерние часы; а отрицательные — в утренние и ночные и связаны они с авроральными электроджетами, текущими вдоль зоны соответственно на восток и на запад, то AU- и AL-индексы по существу являются характеристиками интенсивности этих полярных электроджетов.

Магнитную возмущенность в зоне в целом, безотносительно к месту появления возмущения, характеризует AE-индекс, определяемый как сумма абсолютных значений AU- и AL-индексов. Он рассматривается как мера интенсивности магнитных возмущений в зоне полярных сияний, называемых полярными магнитными суббурами.

Вычисляются AU-, AL-, AE-индексы в гаммах через 2,5-минутные интервалы. На практике часто используются часовые значения AE-индекса, получаемые простым осреднением его 2,5-минутных значений за каждый час.

Даже при фиксированном уровне планетарной активности AU- и AL-индексы не остаются постоянными в течение суток, а меняют свою величину по мировому времени (UT). Это означает, что интенсивность ионосферных токов в авроральной зоне определенным образом зависит от положения оси геомагнитного диполя относительно линии Земля — Солнце. На рис. 155 показана зависимость нормированных величин AU- и AL-индексов от мирового времени, полученная при двух уровнях планетарной активности для трех сезонов 1963 г. Как можно видеть, в периоды низкой магнитной активности ($K_p=1$) изменения AU- и AL-индексов по мировому времени происходят в противофазе, т. е. увеличение AL-индекса совпадает с уменьшением AU-индекса, и наоборот. В разные сезоны минимумы и максимумы в ходе кривых приходятся на разные часы UT, но противофазность сохраняется все время. Эти результаты показывают, что в одни моменты мирового времени создаются благоприятные условия для развития возмущений в вечернем секторе авроральной зоны, в другие — условия, благоприятные только для утренних возмущений. При увеличении планетарной активности ($K_p=3$) противофазность сглаживается вследствие того, что при $K_p\geq 3$ происходят магнитные суббури, для которых характерно одновременное развитие западного и восточного электроджетов в авроральной зоне.

D_{st} -Индекс. М. Сугиурой был предложен D_{st} -индекс как мера интенсивности кольцевых токов (DR), возникающих в магнитосфере во время магнитных бурь (см. гл. 5) [165]. Эти токи текут на расстояниях от 2 до $7R_E$ (земных радиусов) от центра Земли и направлены по часовой стрелке. На земной поверхности влияние кольцевых токов сказывается в уменьшении (депрессии) H -составляющей магнитного поля с максимальным уменьшением в низких

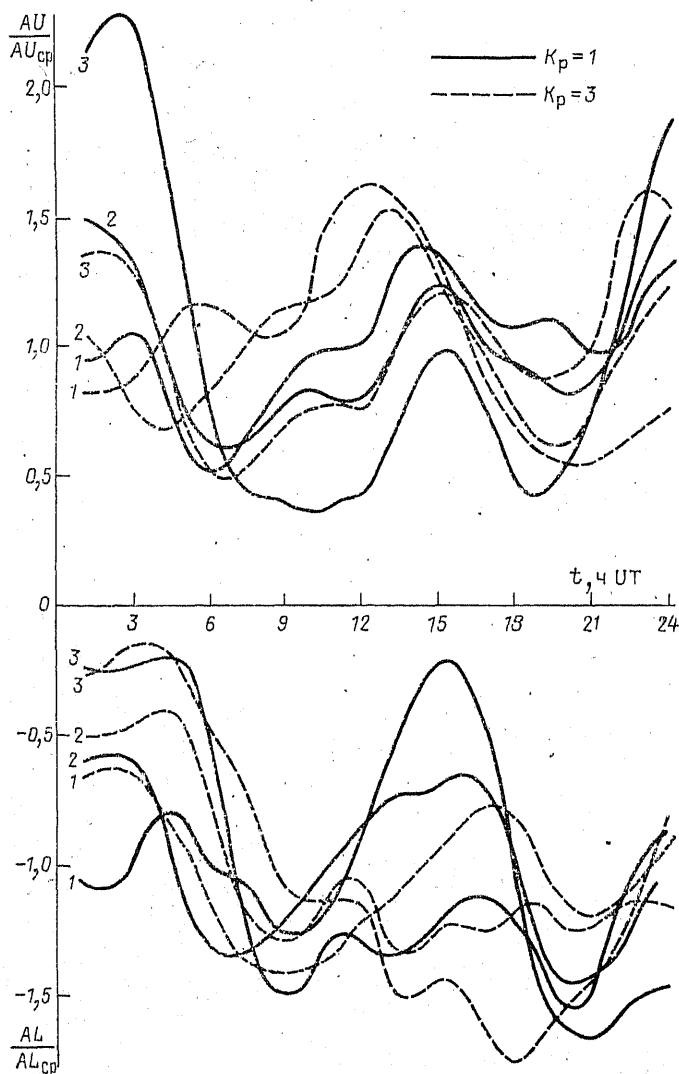


Рис. 155. Зависимость нормированных величин AL - и AU -индексов от мирового времени.

1 — лето; 2 — равноденствие; 3 — зима.

широтах. Вычисляется D_{st} -индекс как усредненная величина возмущений, отсчитываемых от спокойного уровня по данным сети низкоширотных станций.

Строго говоря, помимо эффекта DR -токов, D_{st} -индекс учитывает также эффект DCF -токов*, текущих по границе магнитосферы. В спокойные периоды поля DR - и DCF -токов имеют почти сопоставимую величину напряженности, во время бурь DR -поле почти на порядок по напряженности выше DCF -поля и дает основной вклад в величину D_{st} -индекса. Таким образом, более точно следует определить D_{st} -индекс, как меру интенсивности внеионосферных токовых систем DR и DCF .

Поле DCF -токов на Земле имеет в первом приближении симметричный (по долготе) характер. Для DR -поля типична долготная асимметрия, особенно характерная для начального периода бури, в это время депрессия поля на земной поверхности максимальна в вечерние часы и минимальна в утренние (С. Акасофу, С. Чепмен [64], С. Исаев, М. Пудовкин [8*]). Получаемый как средняя величина возмущения на равномерно распределенных по долготе низкоширотных станциях D_{st} -индекс автоматически исключает долготные различия. Таким образом, помимо D_{st} -индекса, характеризующего усредненную величину возмущения, иногда необходимы характеристики, отражающие асимметричный характер реальных DR -токов. Предложены две: DR [115] и ED [175].

Первая из них — DR — является характеристикой некоторого гипотетического линейного тока, локализованного на расстоянии $r=4R_E$. Параметры тока подбираются так, чтобы эффект на Земле соответствовал реально наблюдаемой картине. Основным недостатком DR -индекса является весьма сложная процедура его получения (подбор параметров), выполняемая только с помощью компьютеров.

Характеристика ED определяется значительно более простым способом. За величину ED -индекса принимается по аналогии с AE -индексом максимальное отрицательное отклонение горизонтальной составляющей от спокойного уровня на станциях низкоширотного пояса, распределенных максимально равномерно по

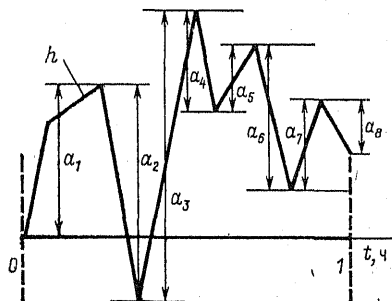


Рис. 156. Схема вычисления PC_L -индекса.

* Разъяснение этих терминов будет дано в гл. 3.

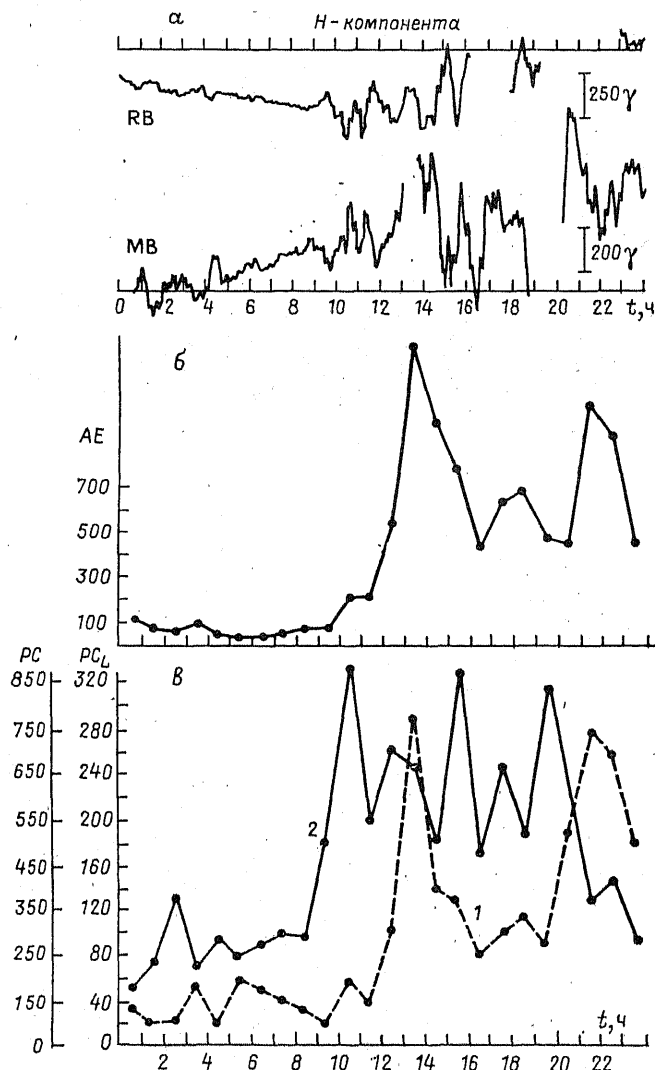


Рис. 157. Изменение магнитного поля в полярной шапке и величины индексов магнитной активности в течение бури 25 мая 1967 г.

a — магнитограммы *H*-компоненты станций Резольют-Бей (RB) и Моулд-Бей (MB); *б, в* — изменение AE-, $PC_L(1)$ - и $PC_L(2)$ -индексов соответственно.

долготе. Естественно, что такая характеристика, как ED , будет служить мерой либо интенсивности всего кольцевого тока, когда ток симметричен, либо интенсивности наиболее активной части асимметричного DR -тока.

РС-Индекс и PC_L -индекс. Возмущенность магнитного поля в полярных шапках имеет двоякую природу: с одной стороны, она обусловлена процессами, происходящими в самой полярной шапке, с другой стороны, здесь в очень сильной степени проявляются эффекты, связанные с развитием полярных электроджетов в авральной зоне. Интенсивность полярных электроджетов описывается, как уже отмечалось, величинами AU , AL , AE . Поэтому для полярной шапки необходимо иметь особую характеристику, чувствительную к процессам, типичным для нее. В качестве такой характеристики в настоящее время обычно используется PC -индекс. Эта величина вычисляется как *максимальная величина вектора возмущений в H -компоненте на станциях, расположенных в области полярной шапки* (Туле, Алерт, Резольют-Бей), *за пяти-минутный или часовой интервал*. Уровнем отсчета служит спокойная суточная вариация S_d . Однако PC -индекс, получаемый таким образом, хорошо коррелирует с AE -индексом и, следовательно, оказывается очень чувствительным к изменениям интенсивности полярных электроджетов.

Для характеристики изменчивости магнитного поля в полярной шапке введен другой индекс — PC_L [49]. Этот индекс определяется по методике, предложенной А. Никольским [29]: на магнитограммах полярных обсерваторий измеряется суммарная (за единицу времени) амплитуда отклонений X - или Y -компоненты от некоторого произвольного уровня. Рис. 156, иллюстрирующий эту операцию, показывает, что в интервале времени 0—1 ч суммарная амплитуда отклонений будет равна $A = |a_1| + |a_2| + \dots + |a_8|$. Естественно, при этом выбор уровня отсчета роли не играет. Максимальная из суммарных амплитуд, полученных для каждой станции, определяется как PC_L -индекс. Таким образом, в отличие от обычного PC -индекса, характеризующего максимальную величину возмущения магнитного поля, PC_L -индекс *первым реагирует на его изменения*, что как раз важно для полярной шапки, где магнитное поле испытывает постоянные, хотя и небольшие, колебания (рис. 157). Действительно, как показывают результаты анализа, поведение PC_L -индекса имеет другой характер по сравнению с PC -индексом и может служить указанием на начинающееся развитие магнитного возмущения в авральной зоне.

§ 4. Солнечная активность и ее связь с магнитной активностью

Магнитная возмущенность — характеристика, отражающая определенные процессы в протекании магнитных вариаций, и она должна подчиняться каким-то закономерностям, которым подчинены магнитные вариации как явление. Однако эти закономерности

могут быть выявлены только при статистической обработке, так как для каждого отдельного дня и часа возмущенность носит случайный (на первый взгляд) характер, и мера этой возмущенности (магнитная активность) может быть в течение дня, месяца и года различной. При достаточно большом количестве повторяющихся значений активности, приуроченных к какому-либо определенному моменту времени или явлению, средние величины этих значений обнаруживают вполне определенные закономерности. Так, например, среднемесячные величины магнитной активности, полученные путем обработки наблюдений за несколько лет, указывают на ясно выраженную годовую периодичность. При этом амплитуда их годового изменения увеличивается с ростом общей магнитной активности, что можно видеть из рис. 158, иллюстрирующего годовое изменение магнитной активности, полученное в результате статистической обработки наблюдений за 59 лет (с 1872 по 1940 г.). При обработке весь материал был разбит на три группы, соответствующие сильно возмущенным и мало возмущенным годам, и для каждой группы были вычислены среднегодовые и среднемесячные значения магнитной активности. Для первой группы среднегодовая величина получилась равной 0,687, для второй — 0,508 и для третьей — 0,317. На рис. 158 эти значения нанесены в виде прямых линий, параллельных оси абсцисс. Рисунок показывает, что активность имеет ясно выраженные два максимума, соответствующие периодам равноденствия, и два минимума, соответствующие периодам солнцестояния. Эти результаты можно интерпретировать следующим образом: магнитные возмущения имеют большую вероятность появляться в северном полушарии весной и осенью и наименьшую — летом и зимой, и, следовательно, причину такой закономерности нужно искать в явлениях, связанных с относительными положениями плоскости экватора Земли и плоскости эклиптики.

К таким явлениям относится образование пятен на Солнце, которые в большинстве своем появляются в зонах от 10° до 30° северной и южной географических широт, отсчитываемых от плоскости эклиптики, при этом максимальное число их приходится на широты от 10° до 15° . Поэтому в периоды равноденствия, когда плоскости земного и солнечного экваторов совпадают, земная поверхность наиболее подвержена действию радиации, излучаемой пятнами. Следовательно, причину максимальной активности в периоды равноденствий вероятнее всего видеть в максимальной радиации, излучаемой активными областями Солнца в этот период.

Наиболее ярко связь между солнечными пятнами и магнитной активностью проявляется при сопоставле-

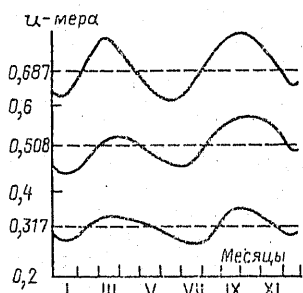


Рис. 158. Среднегодовая магнитная активность и ее отклонение в течение года. Объяснения см. в тексте.

нии за длинный промежуток времени графиков солнечной активности со средней годовой магнитной активностью. При этом под солнечной активностью обычно понимается сумма чисел пятен на Солнце (f) и десятикратного числа групп (g) этих пятен. Такая мера солнечной активности носит название *чисел Вольфа* (W) и определяется по формуле $W=f+10g$. На рис. 159 график солнечной (1) и магнитной (2) активностей показывает, что в годы максимального количества солнечных пятен магнитная активность также достигает наибольшей величины, причем выявляется 11-летний период, совпадающий с периодичностью максимального появления солнечных пятен. Однако возрастание магнитной активности несколько запаздывает по отношению к росту солнечной, так что в среднем это запаздывание составляет один год за 11-летний период. Кроме того, существует периодичность увеличения солнечной активности через каждые 27 дней, соответствующих периоду вращения верхних слоев Солнца вокруг оси. Эта закономерность также связана с появлением пятен на Солнце: некоторые солнечные пятна сохраняются в течение нескольких периодов вращения Солнца и поэтому при повороте Солнца на 360° оказываются на стороне, обращенной к Земле. Если бы пятна не исчезали и оставались неизменными, то имела бы строгая периодичность в появлении их через каждые 27 дней. Но так как пятна появляются и исчезают через неправильные промежутки, то возникает лишь некоторая тенденция к 27-дневной периодичности их появления.

М. Эйгенсон, исследуя связь между продолжительностью существования групп пятен на Солнце и фазой 11-летнего цикла на основании данных Гринвичской обсерватории за период с 1870 по 1932 г., нашел, что из 100 пятен «выживают» за один оборот Солнца в среднем только 20—30 пятен, при этом большинство из них «живет» в течение двух оборотов, и, как исключение, встречаются пятна, которые продолжают существовать в течение семи оборотов [64]. Пятна, возникающие в годы максимального их появления, нестабильны.

Точно так же и магнитная активность, как показывают наблюдения, имеет лишь тенденцию к повторяемости. Эту тенденцию можно иллюстрировать *диаграммой Кри* (рис. 160), показывающей изменение магнитной активности в течение 5 дней до максимальной

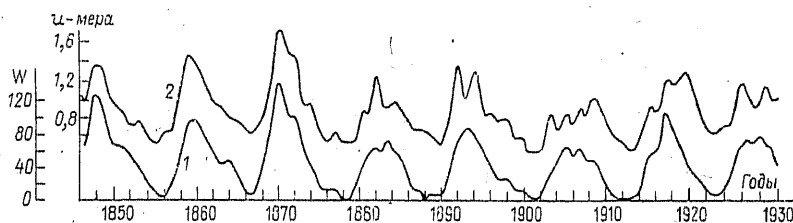


Рис. 159. Изменение солнечной (1) и магнитной (2) активностей с 1850 по 1930 г.

величины и 35 дней после нее. Как видно из рисунка, действительно через 27—28 дней после первого пика появляется второй, более слабый.

Диаграмма Кри составлена следующим образом: за период с 1890 по 1900 г. и с 1906 по 1911 г. выбирались дни с характеристикой «2» и выписывались в ряды значения активности за предыдущие 5 дней и в последующие 35 дней, после чего каждая колонка этих рядов суммировалась, и выводилось среднее значение магнитной активности, которое и служило основой для построения графика. В дальнейшем этот метод был применен к более обширному материалу за 1905—1924 гг. При этом было взято не 27 дней от возмущенного дня, а 108, как до него, так и после. Оказалось, что повторяемость возмущенности обнаруживается четыре раза через каждые 27 дней — до 108-го дня. Детальное исследование этого явления было произведено Н. Беньковой по материалам Павловской обсерватории [5]. Ею был составлен список всех последовательностей, образованных бурями, наблюдавшимися в Павловске, причем считалось, что бури входят в последовательность, если промежуток между ними составляет 26—28 дней. В результате было обнаружено, что из 1073 бурь в последовательность входят 575 бурь, из них 198 бурь — двух простых повторений, 129 — трех-, 72 — четырех-, 65 — пяти-, 36 — шести-, 49 — семи-, 8 — восьми- и 20 — десятикратной повторяемости. Для того чтобы решить вопрос, являются ли регулярности случайными или имеют физический смысл, Н. Бенькова вычислила вероятность n -кратной повторяемости при случайном возникновении бурь и сопоставила ее с вероятностью, полученной на основании своих результатов. Такое сопоставление (см. табл. 20) показывает, что эмпирическая вероятность, за исключением двукратной, во много раз превосходит вероятность при случайном распределении, что и указывает на определенную закономерность в этом явлении.

Однако строгой функциональной зависимости роста магнитной активности (или возмущенности) от солнечной активности установить еще не удалось. Интересно отметить, что продолжительность существования пятен на Солнце за период с 1879 по 1932 г. не превышала семи периодов вращения Солнца, тогда как магнитная возмущенность может повторяться до десяти солнечных циклов.

Помимо указанных закономерностей, в ходе изменения магнит-

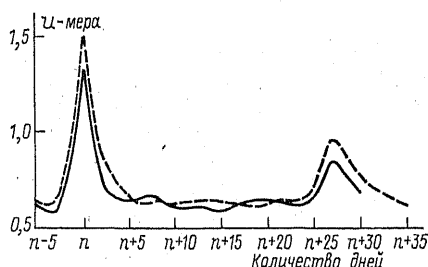


Рис. 160. Диаграмма повторяемости магнитных возмущений.

Пунктирная кривая построена по данным за 1890—1900 гг., сплошная — за 1906—1911 гг.

ТАБЛИЦА 20

Соотношение между кратностью повторяемости магнитных бурь и вероятностью их появления

Вероятность	Кратность повторяемости бурь								
	2	3	4	5	6	7	8	9	10
Эмпирическая	0,370	0,130	0,100	0,053	0,026	0,014	0,006	0,003	0,001
Эмпирическая при случайном распределении	0,260	0,069	0,018	0,005	0,001	$34 \cdot 10^{-5}$	$9 \cdot 10^{-5}$	$2 \cdot 10^{-5}$	$8 \cdot 10^{-6}$

ной активности существует также суточная периодичность. На рис. 161 показан ход активности в течение суток по международной шкале 0—1—2 в обсерватории Кью близ Лондона для зимы, лета и периодов равноденствия, а также число часов с характеристикой «2», наблюдавшихся в период с 1913 по 1923 г. Как видим, минимум активности приходится на 10—11 ч, а максимум — на полночь. Это указывает на то, что причиной повышенной маг-

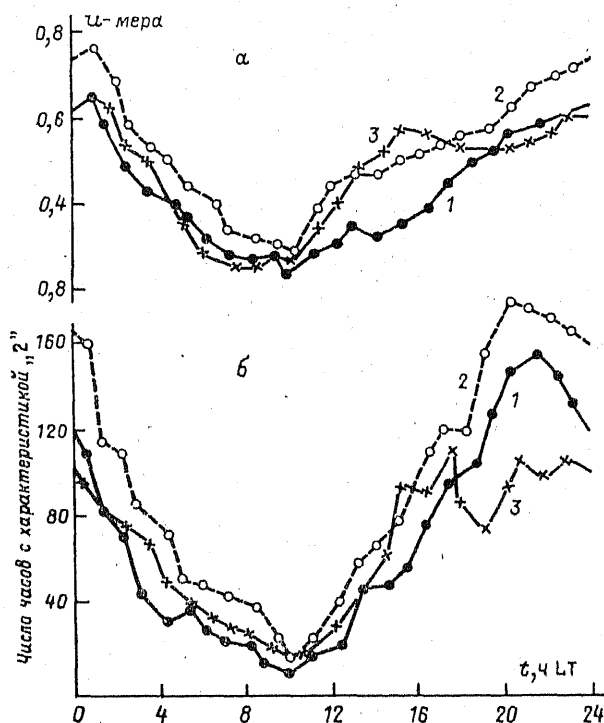


Рис. 161. Суточный ход магнитной активности в обсерватории Кью (а) и число часов с характеристикой «2» в период с 1913 по 1923 г. (б).

1 — зима; 2 — равноденствие; 3 — лето.

нитной активности в ночные часы не может служить волновое излучение Солнца, вероятнее предположить влияние корпускулярного излучения, которое под действием магнитного поля Земли может проникать в атмосферу с ночной стороны.

Существование определенных соотношений между параметрами солнечных корпускулярных потоков и характеристиками магнитной активности постулировалось еще до начала космических экспериментов. Так, например, Дж. Бартельс предлагал рассматривать K -индекс как характеристику интенсивности потоков солнечного ветра [72]. Детальное изучение этих соотношений началось после первых прямых измерений характеристик солнечного ветра, таких, как плотность, скорость и температура солнечной плазмы, величина межпланетного магнитного поля, замороженного в эту плазму. Естественно, что первые, весьма несовершенные эксперименты не могли обеспечить достаточного объема данных с хорошим временным разрешением, поэтому основой для первых сопоставлений служили величины, усредненные для нескольких часов или даже за сутки. Полученные при этом результаты показывали, что наиболее эффективны два параметра солнечного ветра: скорость и магнитное поле, несомое солнечной плазмой.

Связь K_p -индекса со скоростью солнечного ветра исследовалась С. Снайдером с коллегами, Дж. Вилкоксом с коллегами, С. Мансуровым и Л. Мансуровой [26, 161, 179]. В итоге исследователями были получены следующие отношения между величинами v и K_p : $v = (330 + 8,4 \Sigma K_p)$ км/с [161], $v = (250 + 3,76 \Sigma K_p)$ км/с [26], $v = (250 + 35 K_p)$ км/с [179]. Из этих результатов следует, что одной и той же геомагнитной активности может соответствовать разная скорость солнечного ветра, т. е. скорость не является определяющим параметром в развитии магнитного возмущения.

Связь индексов K_p и A_p с величиной межпланетного магнитного поля рассматривалась П. Коулменом с коллегами и Е. Гриншадтом [87, 105]. Рис. 162 дает пример явного соответствия между усредненными за 12 ч величинами A_p -индекса и модулем межпланетного магнитного поля. Более детальное изучение этой связи [154, 179] показало приблизительную линейную зависимость планетарной активности от величины B межпланетного поля: $K_p = [(0,33 \pm 0,02) B \pm 0,2]$ [179], $A_p = [(1,5 \pm 0,1) B \pm (0,7 \pm 0,5)]$ [154].

В работе [154] было обращено внимание на то, что южная компонента межпланетного магнитного поля (т. е. компонента, перпендикулярная плоскости эклиптики xu и направленная к югу) значительно геоэффективнее северной. Кроме того, было отмечено влияние секторной структуры межпланетного магнитного поля на величину K_p -индекса (K_p -индексы были постоянно выше, когда межпланетное поле было направлено от Солнца). Хорошая корреляция между K_p -индексом и таким параметром, как «поток» межпланетного магнитного поля $S \sim (B_z^2 + B_x^2)v$, была получена К. Ивановым [16].

Анализ связи K_p -индексов с флуктуациями межпланетного магнитного поля показал [70, 110, 170], что наличие иррегулярных возмущений в межпланетном поле также приводит к росту геомагнитной активности, причем флуктуации поля, направленные под углом к плоскости эклиптики — плоскости xy (т. е. величина $\delta B_{zy}^2 = \delta B_z^2 + \delta B_y^2$), оказываются более эффективными, чем полная интенсивность межпланетного магнитного поля [170]. Соответствующая зависимость может быть определена выражением

$$K_p = (0,85 \pm 0,08) \delta B_{zy}^2 - (0,27 \pm 0,16),$$

$$K_p = 9 \left[1 - \exp \left(\frac{\delta B_{zy} - 0,35}{7,7} \right) \right]$$

(первая формула приведена по данным работы [170], вторая — по данным работы [70]).

Измерения, выполненные на спутниках «Эксплорер-18» (ИМР-1), «Эксплорер-28» (ИМР-3), «Эксплорер-33» с большим временным разрешением (~ 5 мин), позволили детально сопоставить параметры солнечного ветра и индексы магнитной активности. Р. Арнольди, изучая зависимость среднечасовых значений АЕ-индекса от таких характеристик солнечного ветра, как ско-

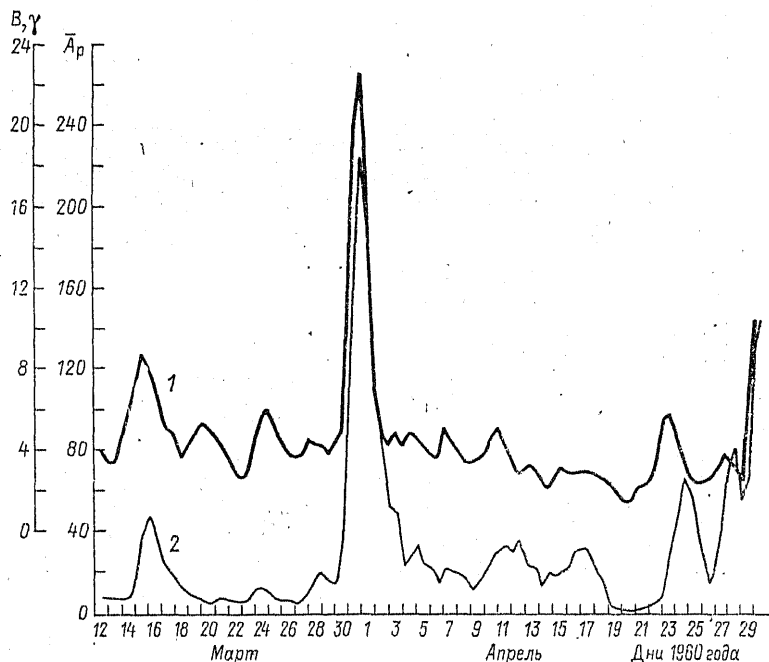


Рис. 162. Корреляция межпланетного магнитного поля (1) с индексом магнитной активности A_p (2).

рость и плотность солнечной плазмы (v , n), модуль $|B|$, вертикальная (B_z) компонента межпланетного магнитного поля, обнаружил [67], что из всех межпланетных характеристик лучше всего коррелирует с AE -индексом величина ΣB_{zs} — амплитуда южной компоненты B_{zs} , просуммированная за предшествующий полученной величине AE -индекса час (рис. 163). Другие исследования также показали, что увеличение AE -индекса связано с обращением вертикальной компоненты межпланетного магнитного поля от северного направления к южному [8*, 90, 105, 117, 126, 130, 145]. При этом были выявлены следующие дополнительные детали:

1. Возрастание AE -индекса начинается вскоре после обращения межпланетного магнитного поля к югу, обычно через 15 мин [90, 130].

2. Коэффициент корреляции достигает максимальной величины при времени задержки $\tau \approx 40$ мин [90, 117, 145]. (Временем задержки называют *временной интервал между моментами изменения B_z и последующей вариацией магнитной активности.*)

3. Поворот B_z -компоненты к северу обычно приводит к быстрому спаду магнитной активности, т. е. к уменьшению величины AE -индекса [90, 130].

4. Определенное влияние на величину возмущенности имеет также азимутальная (B_y) компонента межпланетного магнитного поля. Когда $B_y > 0$, т. е. азимутальная компонента направлена с утренней стороны на вечернюю, возмущение больше [67, 126].

5. При фиксированном уровне интегральной величины ΣB_{zs} величина AE -индекса заметно зависит от скорости солнечного ветра [126].

6. При фиксированном уровне интегральной величины ΣB_{zs} величина AE -индекса оказывается тем больше, чем выше средне-квадратичная флуктуация межпланетного магнитного поля (σ),

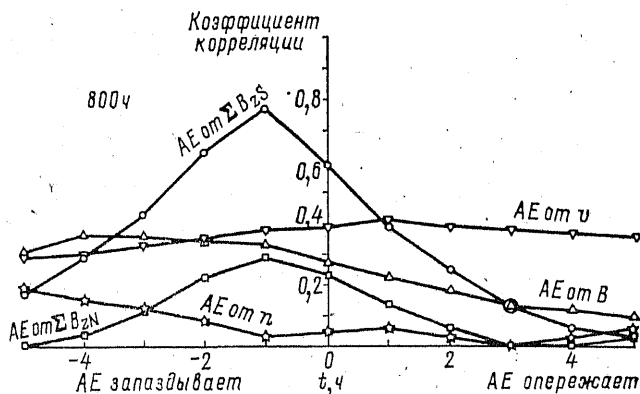


Рис. 163. Корреляция AE -индекса с различными характеристиками солнечного ветра.

$$\text{где } \sigma^2 = \frac{1}{N-1} \left[\sum (B_{xSm} - \bar{B}_{xSm})^2 + \sum (B_{ySm} - \bar{B}_{ySm})^2 + \sum (B_{zSm} - \bar{B}_{zSm})^2 \right];$$

B_{xSm} , B_{ySm} , B_{zSm} — пятиминутные значения межпланетного магнитного поля в солнечно-магнитосферной системе координат; \bar{B} — среднечасовые величины; N — число точек (12 за каждый час).

7. Корреляционные соотношения между величинами AE и B_z оказываются существенно одинаковыми в разных системах координат: солнечно-эклиптической, солнечно-магнитосферной и солнечно-магнитной [90].

Решающее влияние южной компоненты межпланетного магнитного поля на величину возмущенности было обнаружено и при анализе таких характеристик активности, как PC и D_{st} [117]. Коэффициент корреляции между PC и B_{zs} при максимальной возмущенности имеет такую же величину, как и коэффициент корреляции между AE и B_{zs} , но достигается максимум возмущенности почти на 20 мин раньше, так что временная задержка между возмущениями B_z и соответствующими изменениями PC -индекса оказывается равной 20÷25 мин [117]. Хорошо коррелирует D_{st} -индекс с величиной ΣB_{zs} — амплитудой B_{zs} , проинтегрированной за 36 ч, следующих после внезапного начала бури (рис. 164). Это указывает на то, что D_{st} -индекс связан с длительным действием B_{zs} -компоненты [117], но иногда большее влияние на величину D_{st} (чем B_z) оказывает B_y -компонента [139].

Таким образом, основным параметром, определяющим магнитную возмущенность на Земле, как в высоких, так и в низких широтах является южная компонента B_{zs} межпланетного магнитного поля. В числе других характеристик, влияющих на величину возмущенности, могут быть названы: скорость солнечного ветра, азимутальная компонента B_y и изменчивость межпланетного поля.

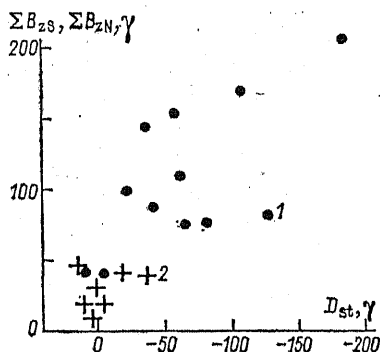


Рис. 164. Отношение между ΣB_{zs} (точки), ΣB_{zsN} (крестики) и величиной D_{st} -индекса.

ΣB_{zs} — амплитуда B_{zs} , проинтегрированная за 36 ч, следующих после внезапного начала возмущения; 1 — южное (отрицательное) направление компоненты B_z , 2 — северное (положительное).

Из теоретических предпосылок [8*] следует, что критическим параметром в возбуждении геомагнитных возмущений является межпланетное электрическое поле $E = -(\mathbf{v} \times \mathbf{B}_{zs})/c$, возникающее в неподвижной относительно Земли системе координат при движении солнечной плазмы. Анализы, выполненные Г. Ростокером и К. Фельтхаммаром с коллегами, показывают хорошую корреляцию между вариациями магнитной активности и межпланетным электрическим полем [147, 148]. Временная задержка между флуктуациями электрического поля и соответствующими изменениями AE -индекса составляет 30—50 мин [16], так же как и для B_{zs} -компоненты межпланетного магнитного поля.

ПЕРИОДИЧЕСКИЕ ГЕОМАГНИТНЫЕ ВАРИАЦИИ

§ 1. Солнечно-суточные вариации геомагнитного поля

Солнечно-суточные вариации, которые мы будем обозначать буквой S , представляют собой изменения элементов земного магнетизма с периодом, равным продолжительности солнечных суток. Характерная особенность этих вариаций — зависимость их протекания от долготы: фазы колебаний того или иного элемента отличаются на разность долгот между двумя пунктами, где они измеряются. Так, если представить отклонение от средней величины какого-либо элемента, т. е. его вариацию в данной точке земной поверхности, в виде простого гармонического колебания

$$S = S_0 \sin(2\pi t/T),$$

где S_0 — амплитуда; T — солнечные сутки; t — местное время, то его вариация в другой точке, долгота которой отличается на λ , будет описываться уравнением

$$S' = S_0 \sin[2\pi(t + \lambda)/T].$$

На рис. 165 представлена среднегодовая зависимость вариаций склонения, горизонтальной и вертикальной составляющих от местного времени в течение суток по наблюдениям в Павловской магнитной обсерватории. Рассматривая кривую вариаций склонения (δD), можно видеть, что магнитная стрелка, оставаясь ночью почти спокойной, ранним утром отклоняется к востоку, в 8 ч утра это отклонение максимально, после 8 ч стрелка D -вариометра начинает двигаться в обратном направлении и к 14 ч максимально отклоняется к западу. Из рисунка также видно, что горизонтальная составляющая (δH) имеет минимум около 11 ч и максимум около 20 ч, а вертикальная составляющая (δZ), оставаясь ночью почти неизменной, утром начинает возрастать и после полудня достигает максимального значения.

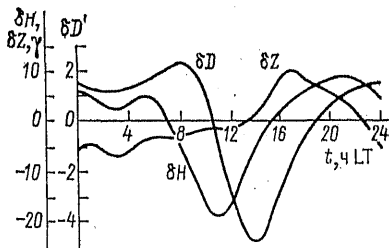


Рис. 165. Суточная вариация элементов земного магнетизма по данным Павловской магнитной обсерватории.

Как показывают наблюдения, суточная вариация элементов земного магнетизма не остается постоянной, сам ход ее меняется непрерывно от одного дня к другому, при этом изменению подвержены главным образом амплитуды колебаний, фазы же остаются почти неизменными. Причем колебание суточного хода каждого элемента возрастает от зимних месяцев, когда склонение Солнца наименьшее ($-23,5^\circ$), к летним, когда склонение Солнца наибольшее ($+23,5^\circ$) (табл. 21).

ТАБЛИЦА 21

Разности между экстремальными значениями элементов земного магнетизма в разные сезоны года

Сезон	$D_{\max} - D_{\min}$, град	$H_{\max} - H_{\min}$, γ	$Z_{\max} - Z_{\min}$, γ
Зима	4,1	9	7
Весна	7,9	27	12
Лето	12,0	44	20
Осень	8,3	36	12

Еще одной особенностью солнечно-суточных вариаций является зависимость их от величины магнитной активности в тот или иной день. Поэтому различают два вида солнечно-суточных вариаций: *вариации в спокойные дни* — S_q , которые определяют путем обработки наблюдений только по спокойным дням, и *вариации в бурные дни* — S_d , называемые *возмущенными вариациями*, которые определяются путем обработки наблюдений по бурным дням.

Вариации в бурные дни заметно отличаются от вариаций в спокойные. Это отличие особенно сказывается на ходе вариаций вертикальной составляющей, где меняется не только амплитуда, но и весь характер кривой. Помимо этого, амплитуды S_q меняются в течение года, достигая максимальной величины во время летнего и минимальной во время зимнего солнцестояний. В периоды равноденствий амплитуда S_q есть среднее между зимней и летней величинами и одинакова в обоих полушариях.

Наблюдения также показывают, что солнечно-суточные вариации в разных точках земной поверхности имеют различный характер. Однако в точках измерений, расположенных на одной и той же параллели, суточный ход вариаций почти одинаков, в точках же, расположенных по меридиану, он изменяется по некоторому определенному закону. Из рис. 166 видно, что вариации северной составляющей (δX) имеют приблизительно одинаковый характер в северных и южных широтах, тогда как для остальных элементов в южных широтах они представляются обращенными при переходе через магнитный экватор, т. е. являются зеркальным изображением вариаций в северных широтах. В области эк-

ватора вариации восточной δY - и вертикальной δZ -составляющих близки к нулю. Для северной составляющей такое обращение кривых происходит на магнитной широте около 30° как в южном, так и в северном полушариях. Изменения амплитуд колебаний этих элементов в течение года ясно видны из сопоставления кривых рис. 166.

Наиболее наглядное представление о ходе суточных вариаций элементов дает построение так называемых *векторных диаграмм*, которые являются проекциями векторов вариаций на горизонтальную и вертикальную плоскости.

Такая диаграмма проекции вектора S_q -вариаций на горизонтальную плоскость показана на рис. 167 *a* в периоды равноденствия для участка земной поверхности, обращенного к Солнцу и ограниченного географическими широтами от 60° до -60° и долготами от 9° до 18° (*a*). При этом долготы совпадают с местным временем. Из этой диаграммы видно, что вектор S_q в северном полушарии в дневные часы всегда направлен в сторону некоторого центра, который находится на предполуденном меридиане на

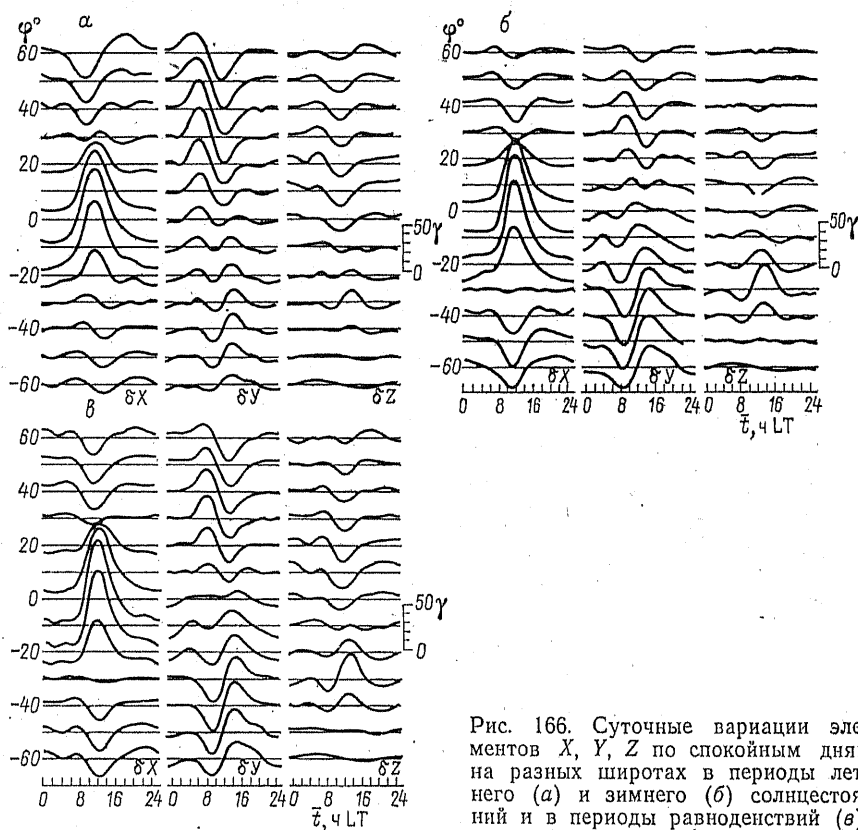


Рис. 166. Суточные вариации элементов X , Y , Z по спокойным дням на разных широтах в периоды летнего (*a*) и зимнего (*б*) солнцестояний и в периоды равноденствий (*в*).

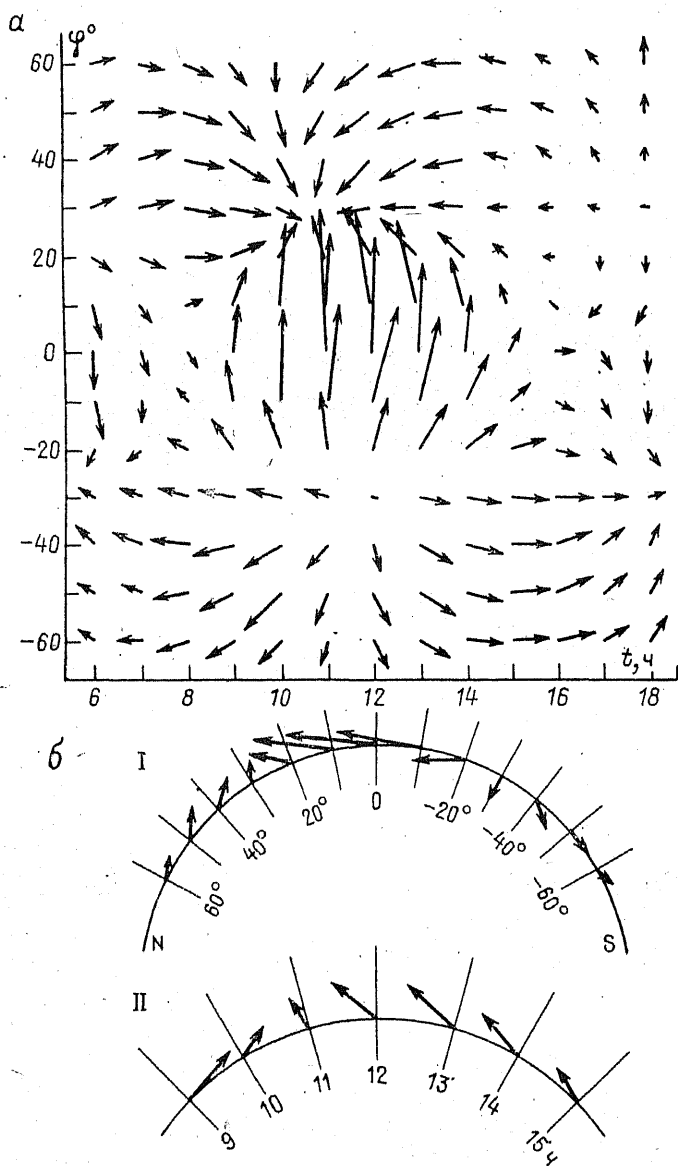


Рис. 167. Проекция вектора вариаций S_q на горизонтальную (а) и вертикальные (б) плоскости.

Объяснения см. в тексте.

параллели 30° , а в южном он направлен от центра, находящегося на том же меридиане и параллели -30° . На рис. 167 б представлены диаграммы проекций вектора S_q на вертикальные плоскости: одна — на плоскость полуденного меридиана (I), а другая — на плоскость большого круга, соприкасающегося с 30 -й параллелью в полуденной точке (II). Обе диаграммы показывают, что центры, к которым направлены векторы S_q , лежат выше земной поверхности, примерно над параллелями 30 и -30° вблизи полуденного меридиана.

Эти центры можно отождествить с осью вихревого тока, направление которого противоположно движению часовой стрелки в северном полушарии (если смотреть на этот ток сверху), и по направлению движения часовой стрелки — в южном. Тогда суточные вариации можно связать с существованием в атмосфере системы замкнутых вихревых токов, которые остаются неподвижными в пространстве и под которыми вращается земной шар. Так как максимальное значение вектора вариаций приходится на дневные часы, то наибольшая сила тока должна быть в пространстве между Солнцем и Землей.

§ 2. Система электрических токов, соответствующая полю суточных геомагнитных вариаций

Магнитное поле солнечно-суточных вариаций должно иметь свои источники, которые вероятнее всего можно представить в виде некоторой системы электрических токов в верхних слоях атмосферы — в ионосфере. Общее распределение векторов вариаций на земной поверхности для данного момента времени, представленное на рис. 167, указывает на то, что система токов, имеющая центр на широте 30° на полуденном меридиане, остается неподвижной в пространстве между Солнцем и Землей, а наблюдатель на Земле, вращаясь относительно этой системы, фиксирует в течение суток все значения вектора напряженности поля, вызываемого этими токами на широте наблюдателя.

Расчет такой системы токов производится тем же методом, что и нахождение токовой функции внутри земного шара, т. е. методом, данным в § 2 гл. 1 ч. I, по формуле:

$$I = -\frac{cR_E}{4\pi} \sum_0^{\infty} \frac{2n+1}{n+1} \left(\frac{r}{R_E}\right)^n \sum_{m=0}^n (p_n^m \cos m\lambda + q_n^m \sin m\lambda) P_n^m(\cos\theta), \quad (8)$$

которая эквивалентна формуле (I.78). Такая токовая система называется *эквивалентной токовой системой*.

Формула (8) показывает, что для вычисления токовой функции в какой-либо точке сферы необходимо знать радиус внешней сферы, по которой протекают токи. Этот радиус должен быть определен на основании каких-либо других соображений. В первых

расчетах токов в атмосфере он был принят на 100 км больше земного радиуса, что очень хорошо согласуется с современными данными о высоте проводящего слоя, в котором возможно существование таких токов.

В настоящее время есть основание предполагать, что система токов, вызывающая солнечно-суточные вариации магнитного поля, располагается в слое E ионосферы, высота которого по наблюдениям отражения радиоволн колеблется между $100 \div 120$ км. Поэтому, если полагать высоту слоя E равной 109 км, как это было сделано в работе Н. Беньковой [4], и выразить I в килоамперах, а p_n^m и q_n^m в гаммах, то выражение (8) примет вид:

$$I = -5,0707 \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2n+1}{n+1} (1,02)^n \sum_{m=0}^n (p_n^m \cos m\lambda + q_n^m \sin m\lambda) P_n^m(\cos \theta).$$

Определив по этой формуле значения I для разных λ и θ и нанеся эти значения на карту, мы можем провести ряд изолиний (линии одинаковых значений силы тока), которые графически будут представлять протекание тока (рис. 168). Замкнутые кривые, показывающие направление токов, проведены с таким расчетом, чтобы между двумя смежными кривыми протекал ток, равный 1000 А. Токи текут по четырем главным системам контуров: двум северным и двум южным. При этом две системы токов (более интенсивные) расположены на освещенной и две (менее интенсивные) — на ночной полусферах. Полный ток в дневном контуре равен 62 000 А во время равноденствия и 89 000 А во время солнцестояния.

Как указывалось в § 2 гл. 1 ч. II, примерно третья часть поля вариаций вызывается внутренними причинами, т. е. токами, протекающими внутри Земли. Можно предполагать, что эти токи индуцированы магнитным полем внешних токов в каком-либо проводящем слое земного шара или же во всем его объеме. Если бы проводимость Земли была известна, то определение системы токов свелось бы к операции, аналогичной операции вычисления внешних токов. Однако о проводимости внутренних частей земного шара имеются еще неточные сведения. Известна проводимость верхней каменной оболочки: $\sim 10^{-8}$ Ом $^{-1}$ ·м $^{-1}$ и проводимость океанов: $\sim 4 \cdot 10^{-4}$ Ом $^{-1}$ ·м $^{-1}$. Поэтому были предприняты попытки вычислить индукционные токи и магнитное поле, вызываемое ими, в предположении, что проводимость земного шара везде одинакова. Оказалось, что для согласования наблюдаемых вариаций с вычисленными необходимо принять проводимость земного шара $\sigma = 8,6 \cdot 10^{-6}$ Ом $^{-1}$ ·м $^{-1}$, т. е. меньше проводимости морской воды и больше проводимости верхних слоев коры. Кроме того, необходимо также принять, что верхний слой до глубины 300 км должен быть непроводящим.

Система токов, представленная на рис. 168, вычислена по формуле (8) в предположении, что солнечно-суточные вариации являются функциями географической широты и местного време-

ни. Однако сопоставление наблюдаемых кривых суточного хода S_q с кривыми, вычисленными по формулам (8), в которых аргументами являются географическая широта и местное время, не дает хорошего согласия. Поэтому было произведено разложение вариаций по сферическим гармоникам, причем за независимые переменные были приняты геомагнитная широта и геомагнитное время. Согласие вычисленных значений с наблюдаемыми получалось значительно лучше (рис. 169). Как видно из рисунка, кривая 2 лучше согласуется с наблюдаемой, чем кривая 3.

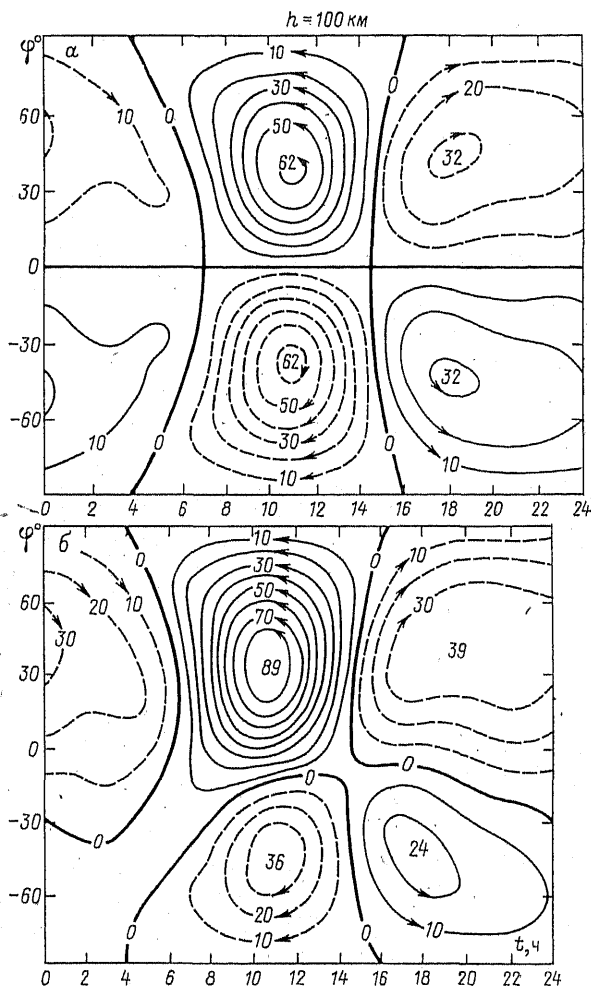


Рис. 168. Система электрических токов, соответствующая солнечно-суточным вариациям в периоды равноденствия (а) и летнего солнцестояния (б). Сплошные линии — положительные величины, пунктирные — отрицательные, жирные — нулевые.

На рис. 170 представлена система токов, соответствующая разложению по геомагнитным координатам [55, 120]. Основным отличием ее от системы, представленной на рис. 168, является несимметрия токов северного и южного полушарий в равноденствие: ток в северном полушарии в 1,2 раза больше тока в южном полушарии. Кроме того, интенсивность токов в равноденствие выше, чем в периоды солнцестояния и в среднем за год.

Для большего приближения наблюдаемого суточного хода к теоретическому Н. Беньковой был произведен сферический анализ суточных вариаций S_q по данным 47 обсерваторий, включая и обсерватории, расположенные за полярным кругом [4]. При этом Н. Бенькова учитывала и то, что вариации зависят не только от широты, но и от долготы места. При этом долгота, широта и время принимались геомагнитными (Φ, Λ). В такой постановке разложение до Н. Беньковой никем не производилось, так как все исследователи считали суточные вариации не зависящими от долготы. Так как сферический анализ допускает разложение функции, зависящей только от двух координат, то для вычисления третьей координаты — долготы — Н. Бенькова предположила, что вариации S_q являются суммой двух функций, одна из которых (S_{q1}) зависит от широты (Φ) и местного времени (t), а вторая (S_{q2}) от долготы (λ) и широты, и произвела разложение отдельно для функций S_{q1} и S_{q2} .

Определение коэффициентов разложения производилось методом, рассмотренным в § 2 гл. 1, ч. II, по формулам (4) и (5). Чтобы исключить в выражении для S_{q1} влияние долготы, за исходные коэффициенты a_m^x и т. д. в уравнениях (5) были взяты не коэффициенты, вычисленные для отдельных обсерваторий, а средние величины для данной широты. Исходным материалом для функции S_{q2} послужили разности между средними значениями коэффициентов a_m^x и вычисленными по формулам (5). В результате такого анализа, проведенного на материале большого количества станций, оказалось, что главная часть поля вариации представляется функцией S_{q1} , т. е. не зависит от долготы.

Таким образом, выявилось, что долготная функция существует, но ее влияние сказывается лишь в низких и средних широтах,

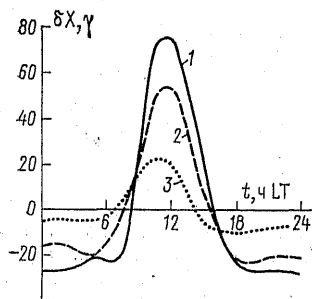


Рис. 169. Суточный ход северной составляющей по данным обсерватории в г. Хуанкайо ($\varphi = -12,0^\circ$, $\lambda = -284,7^\circ$).

1 — кривая, построенная по данным наблюдений; 2, 3 — кривые, вычисленные по геомагнитным и географическим координатам соответственно.

так как в полярных областях введение долготных членов не улучшает сходимости вычисленных и наблюдаемых величин вариаций.

В последнее время многие исследователи переходят от построения «осредненных» токовых систем S_q -вариации к «мгновенным». Исследование глобальных систем электрических токов S_q -вариаций и их регулярных изменений, создаваемых суточным и годовым вращением Земли, проводилось В. Мишиным [27]. Им было показано, что мгновенные системы существенно отличаются от средних систем «статистической» S_q -вариации и испытывают периодические изменения в зависимости от мирового времени суток — от UT. Наиболее существенная закономерность этих изменений — та, что они протекают синфазно в двух полушариях (полный ток в S_q -вихрях изменяется за сутки в 1,5—2 раза). Для объяснения этих закономерностей в работе [27] привлекается динамическая модель трехмерных систем электрических токов, включающих продольные токи (см. гл. 4) в магнитосфере*.

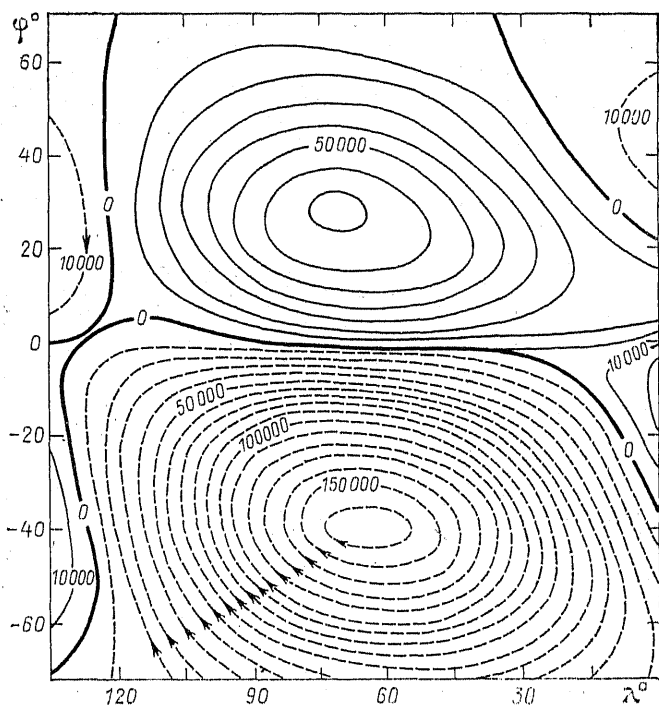


Рис. 170. Система электрических токов, соответствующая разложению по геомагнитным координатам.

Сплошные линии — положительные значения силы тока, пунктирные — отрицательные, жирные — нулевые.

* Нет оснований пока рассматривать этот вопрос подробнее, так как это направление только начало развиваться.

§ 3. Лунно-суточные вариации геомагнитного поля

Кроме вариаций элементов, связанных с положением Солнца относительно земной поверхности, существуют еще их вариации периодического характера, связанные с положением Луны по отношению к горизонту. Период этих вариаций совпадает с промежутком времени между двумя последовательными прохождениями Луны через меридиан места, т. е. с лунными полусутками.

Лунно-суточные вариации элементов обнаруживаются при обработке записей магнитографов относительно лунных суток. Так как лунные сутки отличаются от солнечных всего на 50 мин 28 с (лунные сутки равняются 24 ч 50 мин 28 с среднего солнечного времени), то для выделения лунно-суточных вариаций нет необходимости производить обработку магнитограмм по лунным суткам путем снятия ординат для каждого лунного часа, а достаточно воспользоваться данными при обработке их по солнечным суткам, перегруппировав их по лунному времени.

Перегруппировка заключается в том, что лунные сутки принимаются равными 25 ч солнечного времени и для каждого часа значения ординат выписываются из таблиц, составленных для солнечно-суточных вариаций магнитных элементов. Значение для 25-го часа принимается равным значению первого часа следующих суток. Таким образом, каждые последующие лунные сутки начинаются на час позже солнечных. За начало лунных суток, которое устанавливается по Астрономическому ежегоднику, принимается момент прохождения Луны через верхний меридиан (момент верхней кульминации). Верхняя лунная кульминация обычно не соответствует целому солнечному часу, но вследствие большого количества дней, входящих в обработку, достаточно с малой погрешностью принять за начало суток ближайший солнечный час. Ввиду того, что лунные сутки содержат не 25 ч, а на 9 мин 32 с меньше, то через 6 суток лунные сутки должны содержать не 25, а 24 ч. В этом случае для ординаты 25-го часа повторяется значение ординаты предыдущего часа (см. Приложение I). Кроме того, для исключения попадания солнечно-суточных вариаций элементов до перегруппировки из каждой ординаты вычитается среднемесячное значение ее. Таким образом, процесс «осреднения» по лунным суткам заключается в устранении всех нерегулярных вариаций. Так как амплитуды лунных вариаций элементов очень малы по сравнению с нерегулярной частью вариаций, для исключения ее требуется значительный промежуток времени. Первое подробное исследование лунно-суточных вариаций было произведено в 1915 г. С. Чемпенем, который обработал указанным методом наблюдения обсерваторий в городах Павловск, Пола, Цинавея, Манила и Батавия за 7 лет (с 1897 по 1903 г. включительно) [80]. Результаты статистической обработки и последующего сферического и гармонического анализов лунно-суточных вариаций позволили С. Чемпену установить ряд закономер-

ностей в протекании лунно-суточных вариаций, отличающихся от закономерностей солнечно-суточных вариаций.

Основной закономерностью является полусуточный характер изменения этих колебаний. Кривые изменений всех элементов в течение лунных суток имеют два максимума и два минимума; при этом моменты наступления максимума и минимума меняются в течение лунного месяца ежедневно. Средняя же месячная кривая имеет вид правильной двойной волны с максимумами, проходящимися на 6 и 18 ч лунного времени, и минимумами, проходящимися на 0 и 12 ч для северного полушария. На рис. 171 представлены кривые лунно-суточных вариаций склонения в Батавии и Гринвиче для четырех фаз Луны и одновременно приведены среднемесячные кривые. На рисунке ясно видно смещение экстремальных значений в течение месяца. Кроме того, кривые по данным обсерватории в Батавии, находящейся в южном полушарии, являются почти зеркальным изображением кривых, построенных по данным Гринвичской обсерватории, находящейся в северном полушарии.

Гармонический анализ суточных вариаций, проделанный С. Чепменом, показал, что гармоники с полусуточным ходом остаются постоянными в течение всего месяца, гармоники же остальных порядков при неизменной амплитуде меняют свои фазы, что и вызывает смещение экстремальных значений. Так, изменение фазы для первой гармоники в течение месяца составило -30° , для третьей 30° , а для четвертой 60° .

Лунно-суточные колебания магнитных элементов имеют годовичные изменения в зависимости от положения Солнца. Во время летнего солнцестояния амплитуды лунно-суточных вариаций элементов достигают максимальных величин в северном полушарии и минимальных — в южном, а во время зимнего солнцестояния наблюдается противоположная ситуация. Для вертикальной и горизонтальной составляющих максимальные амплитуды составляют всего лишь $1-2\gamma$, а для склонения — всего $40''$.

Зависимость лунно-суточных вариаций элементов от широты и долготы имеет тот же характер, что и у солнечно-суточных. Так, с изменением широты фазы остаются постоянными, но у

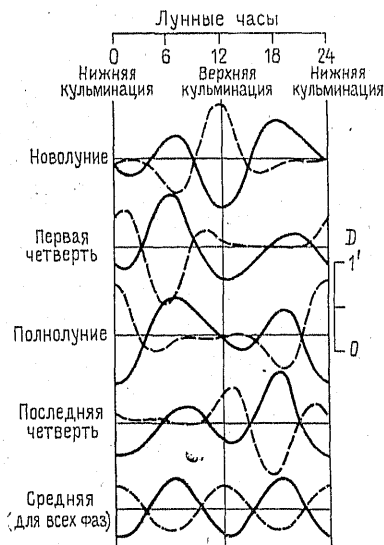


Рис. 171. Лунно-суточные вариации склонения в г. Батавия (пунктир) и Лондоне (сплошные кривые) при разных фазах Луны.

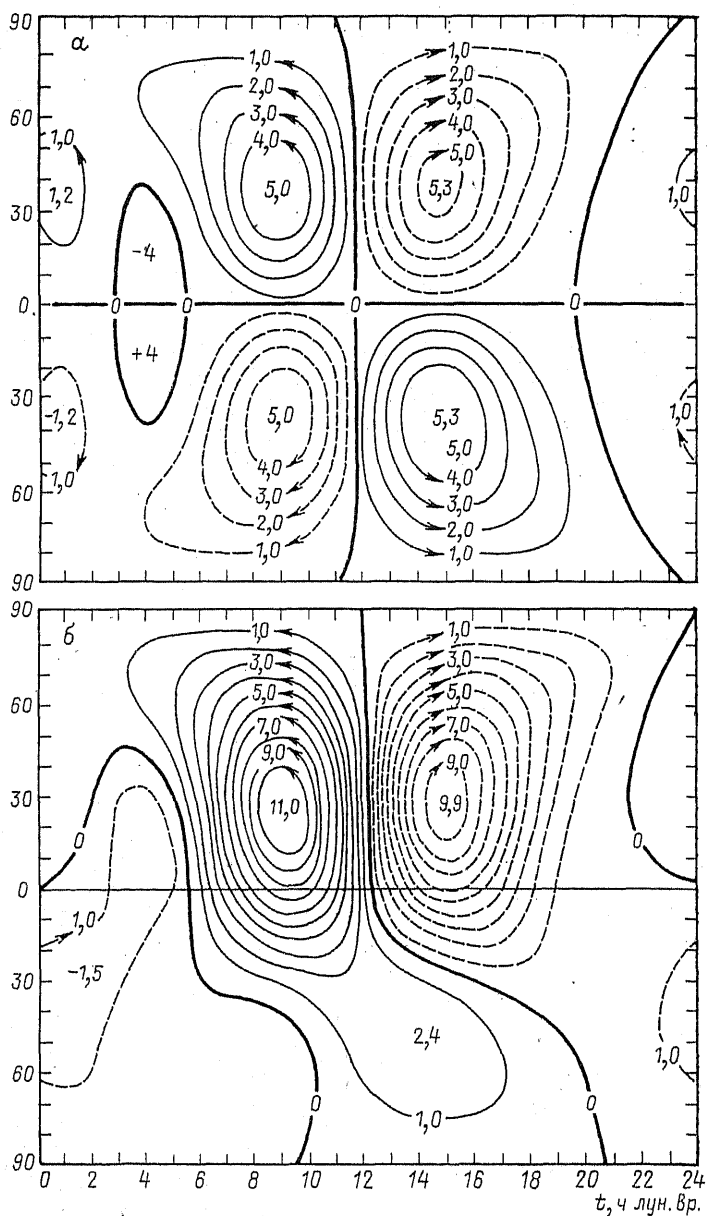


Рис. 172. Система электрических токов, соответствующая лунно-суточным вариациям в моменты равноденствия (а) и летнего солнцестояния (б).

Цифры у изолиний — сила тока в килоамперах;
Объяснение см. в тексте.

северной составляющей при переходе через параллели 20° и -20° они меняются на обратные. У восточной и вертикальной составляющих изменение фазы происходит и на экваторе. Амплитуда вариаций достигает максимума у северной составляющей на экваторе и на широте 45° , у восточной и вертикальной составляющих максимум амплитуды приходится на параллель 20° . От долготы лунно-суточные вариации почти не зависят. Интересным является факт зависимости амплитуды лунных вариаций от расстояния между Луной и Землей: их амплитуда изменяется примерно обратно пропорционально этому расстоянию в кубе. Так же как и для солнечных вариаций элементов, сферический гармонический анализ позволяет объяснить лунно-суточные вариации наличием горизонтальных вихревых токов, распределение которых для новолуния показано на рис. 172. Меридианы на рисунке соответствуют местному лунному времени, и при новолунии Солнце и Луна находятся на меридиане 12 ч. Полный ток, протекающий в главном контуре, достигает при равноденствии 5300 А, а при солнцестоянии — 11000 А.

Детальный анализ экспериментальных и теоретических исследований солнечно- и лунно-суточных вариаций дан в работе [120].

§ 4. Физические причины солнечно-суточных геомагнитных вариаций

Отмеченные выше особенности протекания спокойных солнечно- и лунно-суточных вариаций геомагнитного поля, в частности их отчетливая связь с суточными и сезонными колебаниями проводимости ионосферы и относительно слабая зависимость от состояния магнитосферы, свидетельствуют о том, что механизм генерации S_q -токов и токов, эквивалентных лунно-суточным вариациям (L -токов), существенно отличается от механизма генерации электрических токов, ответственных за поле геомагнитных бурь. В связи с этим рассмотрим физические причины спокойных суточных вариаций элементов в этой главе, не связывая их с механизмами генерации геомагнитных возмущений, которые будут рассмотрены в гл. 5.

Образование токов в ионосфере может быть объяснено динамо-эффектом, т. е. наведением главным геомагнитным полем Земли э. д. с. в движущихся массах проводящего воздуха (ветра). Этот эффект характерен для области малых пробегов заряженных частиц в ионосфере (см. гл. 4).

Магнитное поле, образуемое равномерным токовым слоем с плотностью j' , должно иметь величину $\delta H = (2\pi/c)j'$. Если учесть, что наблюдаемое поле вследствие наложения поля индуцированных токов примерно в 1,5 раза превышает внешнее, то наблюдаемое поле $\delta H = (3\pi/c)j'$. Отсюда следует, что плотность тока, необходимого для создания вариации в 20γ , должна быть

порядка $j' \sim 10^6$ ед. СГС. Оценим силу ветра, необходимую для создания требуемого тока. Если просуммировать проводимость по всей толще ионосферы, приняв допущение о распределении проводимости (см. табл. 26 в гл. 4), то

$$s_1 = \int_0^h \sigma_1 dh = 10^{13} \text{ ед. СГС} \cong 10^3 \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{м}^{-1},$$

$$s_2 = \int_0^h \sigma_2 dh = 1,5 \cdot 10^{13} \text{ ед. СГС} \cong 1,7 \cdot 10^3 \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{м}^{-1}.$$

При этом проводимость s_1 будет максимальной на высоте ~ 150 км, а проводимость s_2 — на высоте ~ 120 км. Если электрическое поле E вызывается ветром на всех высотах ионосферы, то оно должно создать обе компоненты тока — как вдоль E , так и перпендикулярно ему, причем первая будет максимальной на несколько больших высотах, чем вторая.

Для плотности тока $j = 10^6$ ед. СГС при проводимости 10^{13} ед. СГС требуется электрическое поле $E \approx 10^{-7}$ ед. СГС ($3 \cdot 10^{-4}$ В/м). Так как эта величина связана со скоростью ветра соотношением $E = (1/c) (\mathbf{v} \times \mathbf{H})$, то при $H = 0,5 \text{ Э}$ ($39,8 \text{ А/м}$) необходимо существование ветра со скоростью около 36 м/с. Возможность существования таких ветров не вызывает сомнений. Наблюдения за движением серебристых облаков, созданных ракетами, а также за интерференционной картиной, вызванной отражением радиоволн от ионосферных неоднородностей или от космических источников, выявили скорости ветров в пределах от 30 до 120 м/с.

Накопление научного материала о поведении ветров в ионосфере по существу только еще начинается. Установлено, что на высотах 80–120 км главную роль играет полусуточная гармоника, которая, как правило, в два раза или более превышает суточную. Кроме того, выявлено, что с высотой ветер может меняться весьма существенно. Данные о направлении ветров пока еще плохо согласуются с требованиями динамо-теории (окончательное утверждение последней, по-видимому, будет возможно после накопления более полных и определенных данных о поведении ветров).

Тем не менее некоторые особенности суточных вариаций элементов уже сейчас могут быть объяснены. Так, установлено, что амплитуда суточных вариаций резко возрастает при приближении к магнитному экватору, достигая вблизи него (по данным обсерватории Корор) величины в 150–175%. Это аномальное возрастание находит свое объяснение в поведении проводимости ионосферы в районе экватора, где силовые линии магнитного поля идут параллельно нижней границе ионосферы. На этой границе токи Холла не могут возникнуть, что приводит к тому, что проводимость σ_1 возрастает, приближаясь к значению σ_0 . Если про-

следить за величиной проводимости σ_{yy} в горизонтальном направлении, перпендикулярном меридиану в районе геомагнитного экватора (см. табл. 26), и проинтегрировать ее, то увидим, что суммарная проводимость, создаваемая σ_{yy} , будет $\sim 1,5 \cdot 10^{14}$ ед. СГС (т. е. на порядок выше, чем величина суммарной проводимости σ_2) и будет более чем на порядок превышать суммарную величину σ_1 . Это резкое возрастание проводимости и является причиной «экваториальной электроструи» (электроджета) на высотах между 100 и 120 км, замыкающей области с разными величинами потенциала, создаваемыми ветром. На высотах ниже 150 км преобладающей является проводимость σ_2 , и ток поэтому течет в направлении, приблизительно перпендикулярном полю E .

В рамках динамо-теории этот эффект объясняется следующим образом: электроны находятся в области длинных пробегов, поэтому сила Лоренца $(e/c)(\mathbf{v} \times \mathbf{H})$ превышает силу давления ветра $m_e n_e \mathbf{v}$ и электронный газ не увлекается ветром, оставаясь неподвижным относительно земного магнитного поля, а следовательно, и относительно Земли. Для ионов, наоборот, сила $m_i n_i \mathbf{v}$, с которой на них действует ветер, значительно превышает силу Лоренца, и поэтому ионы увлекаются ветром, а конвективный перенос положительных зарядов создает ток, по направлению совпадающий с направлением ветра. Электрическое поле индукции E остается при этом перпендикулярным ветру, а следовательно, и току. Несмотря на то, что проводимость σ_2 превышает проводимость σ_1 , образование токовых систем все же связано с проводимостью σ_1 , так как именно она обуславливает стекание зарядов (накопившихся, например, в результате ветра) и образование замкнутых токовых систем. Токи, создаваемые проводимостью σ_2 , текут перпендикулярно полю E и заряда не снимают.

ГЕОМАГНИТНЫЕ ВОЗМУЩЕНИЯ

§ 1. Магнитные бури

Геомагнитными возмущениями называют любые отклонения элементов геомагнитного поля от спокойного уровня. Амплитуда

этих отклонений может быть от единиц до тысяч гамм, а длительность их — от секунд до суток. При наложении этих флуктуаций друг на друга наблюдается картина хаотических и на первый взгляд совершенно произвольных изменений магнитного поля (рис. 173). Магнитные возмущения могут иметь локальный характер и наблюдаться только в ограниченном секторе долгот и широт (и даже на одной станции) или же, достигая большой интенсивности, охватывать одновременно всю Землю. В последнем случае их называют магнитными бурями (мировыми бурями).

Общая характеристика. Принято выделять магнитные бури с внезапным началом (SC) и бури с постепенным началом. В первом случае на фоне спокойного хода всех элементов внезапно происходит скачок, отмечаемый одновременно в пределах одной-двух минут на всех станциях зем-

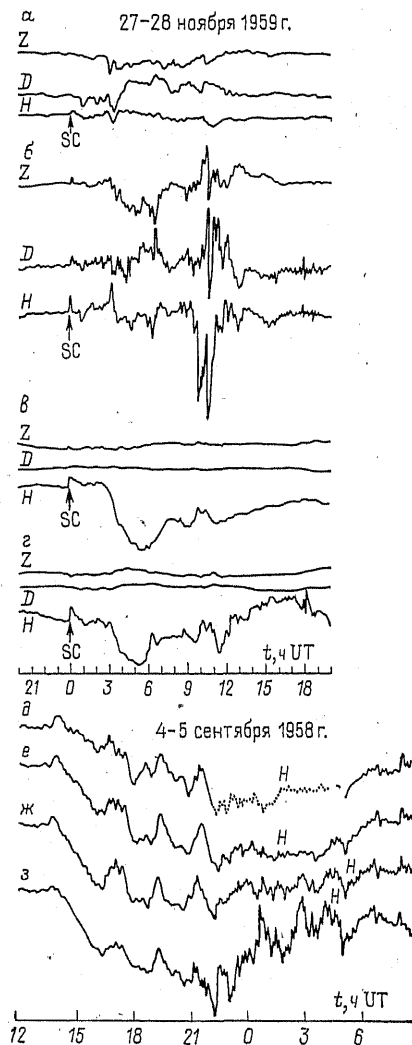


Рис. 173. Магнитная буря, зарегистрированная на станциях Гонолулу ($\Phi = 21,0^\circ$) (*a*), Колледж ($\Phi = 64,7^\circ$) (*б*), Годхавн ($\Phi = 79,9^\circ$) (*в*), Хуанкайо ($\Phi = -0,6^\circ$) (*г*), Мемамбецу ($\Phi = 34,0^\circ$) (*д*), Каноя ($\Phi = 20,5^\circ$) (*е*), Мунтинлупа ($\Phi = 3,0^\circ$) (*ж*), Корор ($\Phi = 3,2^\circ$) (*з*).

a-г — буря с внезапным началом (SC);
д-з — буря с постепенным началом.

ного шара. Особенно резко такой скачок проявляется в величине горизонтальной составляющей, которая внезапно увеличивается на десятки гамм. Во втором случае возмущения возникают в виде постепенного увеличения амплитуды всех элементов, при этом начальный момент, с той точностью, с которой он устанавливается для бурь с внезапным началом, определить не удастся. В этом случае моменты начала бури, определяемые на разных станциях, могут отстоять друг от друга на час и больше. Характер возникновения того и другого типа бурь можно видеть на рис. 173.

Интенсивность магнитных бурь. Об этой характеристике магнитных бурь можно судить по данным магнитных наблюдений только за длительные промежутки времени. В качестве таких данных используются каталоги магнитных бурь, составленные на разных обсерваториях и охватывающие период начиная с 1874 г. В них содержатся сведения об интенсивности бурь, их продолжительности и о моменте их возникновения. Данные этих каталогов позволили установить ряд вполне определенных статистических закономерностей в протекании магнитных бурь. Бури по интенсивности (по величине амплитуды) принято делить на *слабые, умеренные* и *большие*. Ввиду того, что интенсивность бурь возрастает от низких геомагнитных широт к высоким, шкала амплитуд для каждой из этих категорий возмущений должна быть своей для разных обсерваторий. Однако какого-либо правила, устанавливающего деление бурь на указанные категории, не существует, и оценка их производится чисто качественно, из сопоставления одной бури с другой. Насколько могут отличаться амплитуды одной и той же бури в зависимости от геомагнитной широты, показывает табл. 22.

ТАБЛИЦА 22

Амплитуды бурь, зарегистрированных в разных обсерваториях

Обсерватория	Φ°	Бури								
		большие			умеренные			слабые		
		δD°	$\delta H, \gamma$	$\delta Z, \gamma$	δD°	$\delta H, \gamma$	$\delta Z, \gamma$	δD°	$\delta H, \gamma$	$\delta Z, \gamma$
Ленинград	56	112	183	433	72	385	328	38	166	176
Среднекан	53,2	66	574	—	50	340	—	41	185	—
Свердловск	48,5	106	656	596	43	223	141	25	142	84
Иркутск	41,0	64	368	209	26	196	67	20	106	40
Южно-Сахалинск	39,6	18	200	30	12	122	17	7	66	7
Ташкент	34,4	33	296	100	15	132	39	12	98	34

В ней приведены лишь средние амплитуды за год, отдельные же амплитуды в течение бури могут значительно превышать эти значения и достигать, например, у горизонтальной составляющей до

3000 γ и более. На рис. 174 представлено распределение максимальных амплитуд элемента δH . График показывает, что максимальная амплитуда горизонтальной составляющей в Свердловске достигала в 1940 г. 2000 γ , тогда как среднее ее значение за этот же год составило только 656 γ (см. табл. 22). По данным табл. 22 ясно прослеживается также закономерность убывания амплитуд элементов с уменьшением геомагнитной широты. Исключением является станция в Южно-Сахалинске, где амплитуды элементов ниже, чем в Ташкенте. Однако здесь сказывается уже долготный эффект, т. е. зависимость амплитуд от геомагнитной долготы.

Частота магнитных бурь. Под частотой магнитных бурь мы будем понимать их количество (N), приходящееся на тот или иной период времени (год, сезон, сутки). Материалы каталогов показывают, что частота магнитных бурь зависит от ряда факторов. Первое, что обращает на себя внимание, это зависимость частоты появления бури от солнечной активности. Простое сопоставление выявляет следующую закономерность: частота магнитных бурь тем больше, чем выше солнечная активность в данном году (рис. 175). Из рисунка можно видеть, что обе кривые более или менее совпадают по фазе и имеют циклический характер с 11-летним периодом. В годы максимальной солнечной деятельности и частота бурь наибольшая: от 23 (в 1894 г.) до 41 (в 1938 г.) бури в год, а в годы минимальной солнечной активности она опускается до нескольких бурь в год. Одновременно кривая N указывает на изменение активности магнитных возмущений. С 1900 по 1950 г. происходит постепенное увеличение частоты магнитных бурь в годы минимальной солнечной активности. Если в 1900 г. частота составляла всего 2 бури в год, то в 1944 г. она поднялась до 16 бурь в год. Кроме того, в 1943 г. наблюдалось резкое увеличение числа бурь, которое достигало 34, хотя солнечная активность оставалась такой же низкой как в предыдущие, так и в последующие годы. Это указывает на то, что полной взаимосвязи в развитии солнечной активности и количестве магнитных бурь не наблюдается, имеется лишь некоторая корреляция между обоими явлениями.

Вторым фактором, влияющим на частоту (или количество) магнитных бурь, является зависимость их от времени года. Бури имеют

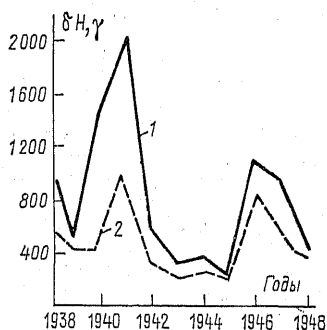


Рис. 174. Распределение максимальных амплитуд δH по данным Свердловской (1) и Южно-Сахалинской (2) обсерваторий в период с 1938 по 1948 г.

тенденцию чаще возникать в периоды равноденствий. Наиболее четко выражена такая тенденция для очень больших бурь (рис. 176). Этим фактом объясняется отмеченная выше закономерность в годовом распределении магнитной активности, определяемой по величине амплитуды вариации. Магнитная активность (см. рис. 158) имеет максимумы в те же периоды года.

Следует отметить еще одну закономерность в возрастании частоты магнитных бурь в периоды максимальной солнечной деятельности. Частота магнитных бурь в эти периоды увеличивается главным образом вследствие учащения больших и очень больших бурь. Так, из рис. 177 видно, что в годы максимальной солнечной активности (1938 и 1946 гг.) процентное количество больших и очень больших бурь значительно больше, чем умеренных.

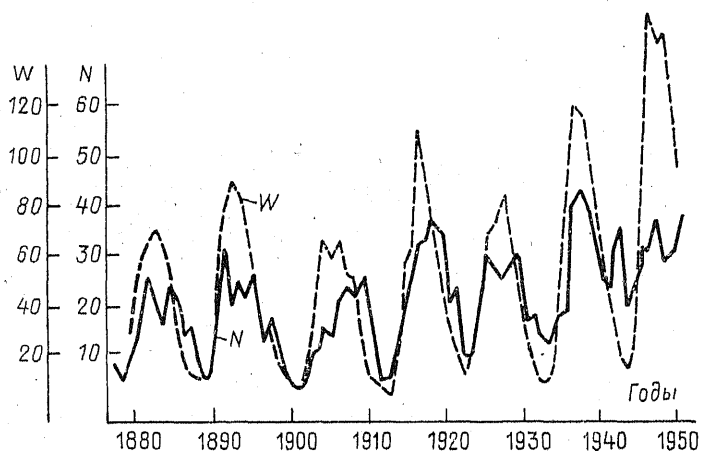


Рис. 175. Зависимость частоты магнитных бурь (N) и чисел Вольфа от времени.

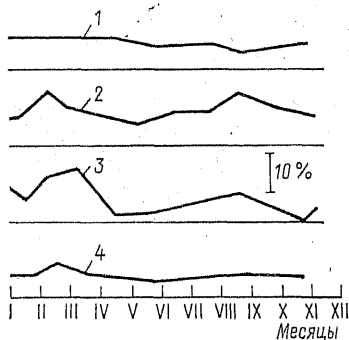


Рис. 176. Годовое распределение частоты магнитных бурь разных категорий.

1 — умеренные; 2 — большие; 3 — очень большие; 4 — все категорий.

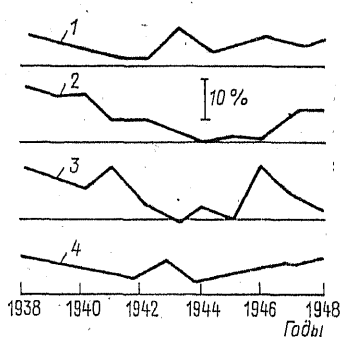


Рис. 177. Распределение частоты магнитных бурь разных категорий с 1938 по 1948 г.

Обозначения те же, что и на рис. 176.

Наконец, необходимо указать на одну из основных закономерностей в появлении магнитных бурь, а именно на 27-дневную их повторяемость, характер и причины которой были уже описаны в гл. 1 в связи с рассмотрением магнитной активности.

В последние годы была также установлена связь магнитных бурь с параметрами солнечного ветра. Соотношения между индексами магнитной активности и межпланетными характеристиками уверенно говорят о том, что как планетарная активность в целом, так и развитие полярных магнитных возмущений (AE -индексы) и мировых бурь (D_{st} -индексы) определяются прежде всего знаком вертикальной компоненты межпланетного магнитного поля.

§ 2. Классификация геомагнитных возмущений

Классификация Чепмена — Бартельса. С тех пор, как началось исследование природы магнитных вариаций, предпринимались попытки классифицировать их по тем или иным признакам — по интенсивности, продолжительности протекания, пространственному распределению. Одной из первых классификаций геомагнитных возмущений была классификация Чепмена — Бартельса [83], основанная на результатах статистических анализов и на долгие годы определившая направления геомагнитных исследований. Согласно С. Чепмену и Дж. Бартельсу, поле магнитного возмущения складывается из следующих элементов: аperiodической вариации (D_{st}), не зависящей от местного времени (сторм-тайм-вариация), регулярной периодической части поля возмущения (DS), меняющейся в зависимости от местного времени с $T=1$ сут, и нерегулярной части (D_i), определяющей хаотические изменения поля с периодом от нескольких до сотен минут. В соответствии с определением С. Чепмена [83], амплитуда DS -вариации зависит от местного времени t , а также от интенсивности бури. Таким образом, DS -вариация может существенно меняться от одного конкретного случая к другому. Зависимость от интенсивности бури можно исключить, осредняя DS -вариацию на данной станции (Φ, Λ) за длительный интервал времени: месяц, сезон, год. Полученная при этом усредненная DS -вариация называется *возмущенной суточной вариацией* и обозначается SD . Зная зависимость SD от геомагнитной широты Φ и долготы Λ , ее можно разложить в ряд Фурье для каждой широты:

$$SD(\Phi, \Lambda) = \sum_n c_n(\Phi) \sin [n\Lambda + \delta_n(\Phi)].$$

Основной в этом разложении является первая гармоника.

Согласно С. Чепмену, возмущенная суточная вариация «накладывается» на спокойную суточную вариацию во время магнитных возмущений, так что в целом суточная магнитная вариация может быть представлена как $S_d = S_q + SD$. Следовательно SD -вариация может быть определена как разность $S_d - S_q$. На фиксированной широте Φ вариация SD , зависящая от местного времени, может

быть исключена из рассмотрения при осреднении данных, полученных на станциях, расположенных на разных долготах. Оставшаяся часть возмущения $D_{st} + D_1$ будет зависеть только от времени, отсчитываемого от начала бури (t_{st}). При осреднении многих бурь (приблизительно равной интенсивности) будут сглаживаться хаотически распределенные флуктуации D_1 , и в итоге будет получена усредненная D_{st} -вариация.

Усредненная D_{st} -вариация может быть получена также по данным одной станции путем статистической обработки большого числа бурь, зарегистрированных на этой станции в разные моменты местного времени. Если за нулевой момент принять в каждом случае время начала бури, то ему будут соответствовать разные фазы SD -вариации. Естественно, что при суммировании амплитуд большого количества возмущений в последовательные моменты $T=0, 1, 2$ и т. д. SD -вариация будет исключена, так же как и хаотически распределенные D_1 -флуктуации. В результате будет выделена закономерная вариация D_{st} с периодом, равным продолжительности бури (рис. 178).

Таким образом, в классификации Чепмена — Бартельса основными элементами являются *усредненная суточная вариация $SD(\Phi)$* и *усредненная аperiodическая вариация $D_{st}(\Phi)$* . Нерегулярные флуктуации D_1 , получаемые в результате вычитания D_{st} и DS -вариаций из наблюдаемого возмущения, являются, согласно работе [83], тем элементом, который определяет хаотический, произвольный характер изменений всех компонент магнитного поля и тем самым придает каждой буре неповторимые индивидуальные черты. Наблюдения, однако, показали, что и D_1 -флуктуации являются также результатом наложения различных вариаций, но с более короткими периодами: от долей секунд до часов, и с самыми разными величинами амплитуд. Пример такого наложения дается на рис. 179, где амплитуда короткопериодных колебаний ($\tau \approx 1$ с) модулируется колебаниями большого периода ($\tau \approx 8$ мин). Из рисунка следует, что D_1 -флуктуации содержат обширную информацию о процессах, происходящих во внешнем геомагнитном поле (магнитосфере), и заслуживают детального рассмотрения.

Классификация М. Боброва. Классификация геомагнитных возмущений, предложенная М. Бобровым, основана на признаке пространственного распределения магнитных возмущений [6]. По этой классификации все возмущения делятся на три группы. К первой группе относятся возмущения, возникающие в один и тот же момент времени и охватывающие всю поверхность земного шара. Ввиду того, что такие возмущения протекают в одной фазе, они получили название *синфазных*. Во вторую группу входят возмущения, ограниченные определенной областью их распространения, они называются *локальными*. Фаза и амплитуда этих возмущений в очень сильной степени зависят от широты, на которой расположена станция наблюдений, и местного времени. К третьей группе должны быть отнесены возмущения, наблюдаемые непрерывно; они называются *перманентными* (P).

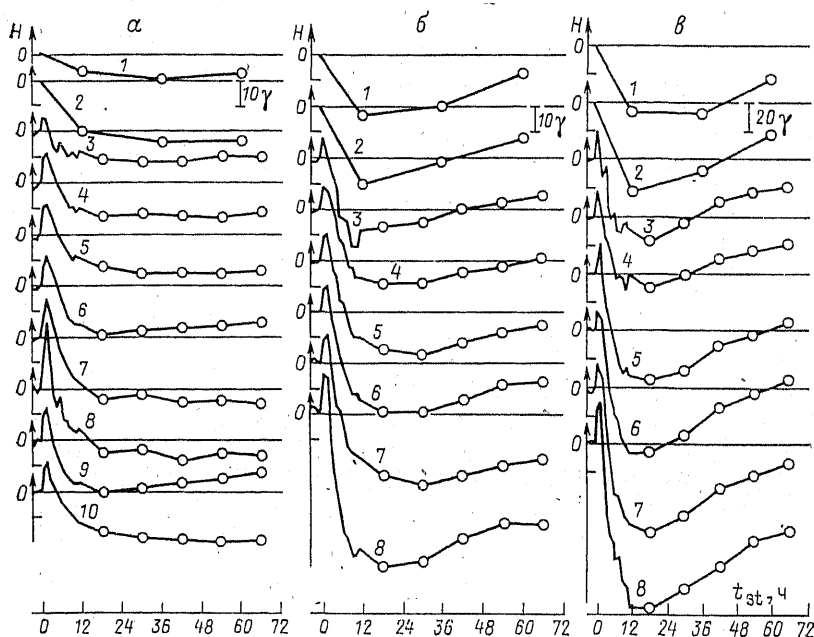


Рис. 178. Усредненная D_{st} -вариация H -компоненты на различных геомагнитных широтах в случаях слабой (а), умеренной (б) и сильной (в) бури.
Цифры у кривых — их соответствие на рисунках а—в.

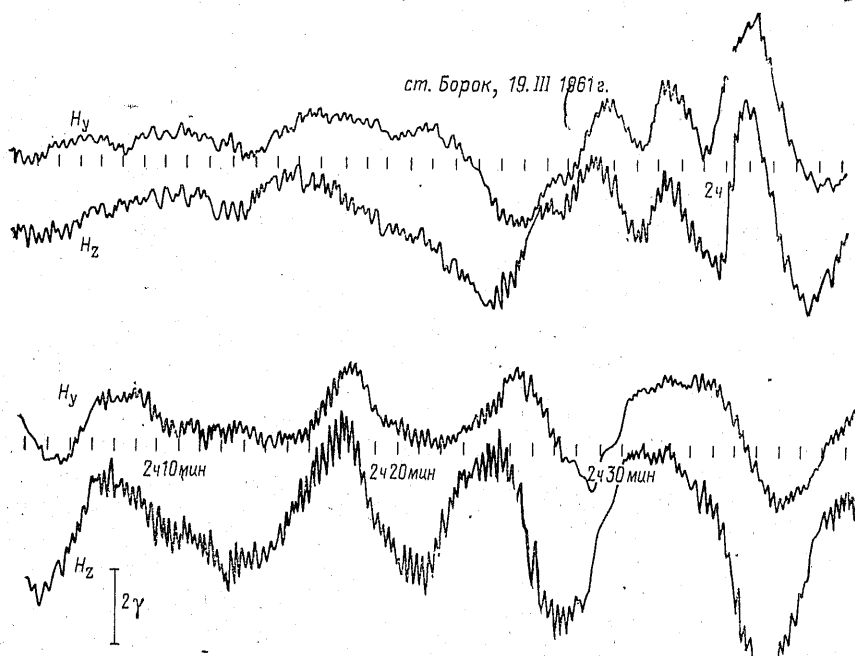


Рис. 179. Наложение флуктуаций с разными периодами и амплитудами во время магнитной бури.

В соответствии с такой классификацией поверхность земного шара можно разделить на пять поясов, в которых наиболее часто проявляется одна из указанных групп возмущений. Первый пояс лежит между магнитными параллелями 45° и -45° и характеризуется преимущественным возникновением в нем синфазных возмущений, поэтому он назван синфазным. Почти на всех станциях и обсерваториях, расположенных в этом поясе, магнитные возмущения протекают в одинаковой фазе и с одинаковым отношением амплитуд. Примером таких возмущений может служить магнитная буря, зарегистрированная 11 февраля 1958 г. в этом поясе (рис. 180). Два других пояса, расположенные между 45° и 70° северной магнитной широты и соответственно южной, характеризуются наличием в них локальных возмущений. Наконец, последние два пояса захватывают полярные шапки, т. е. области в северном

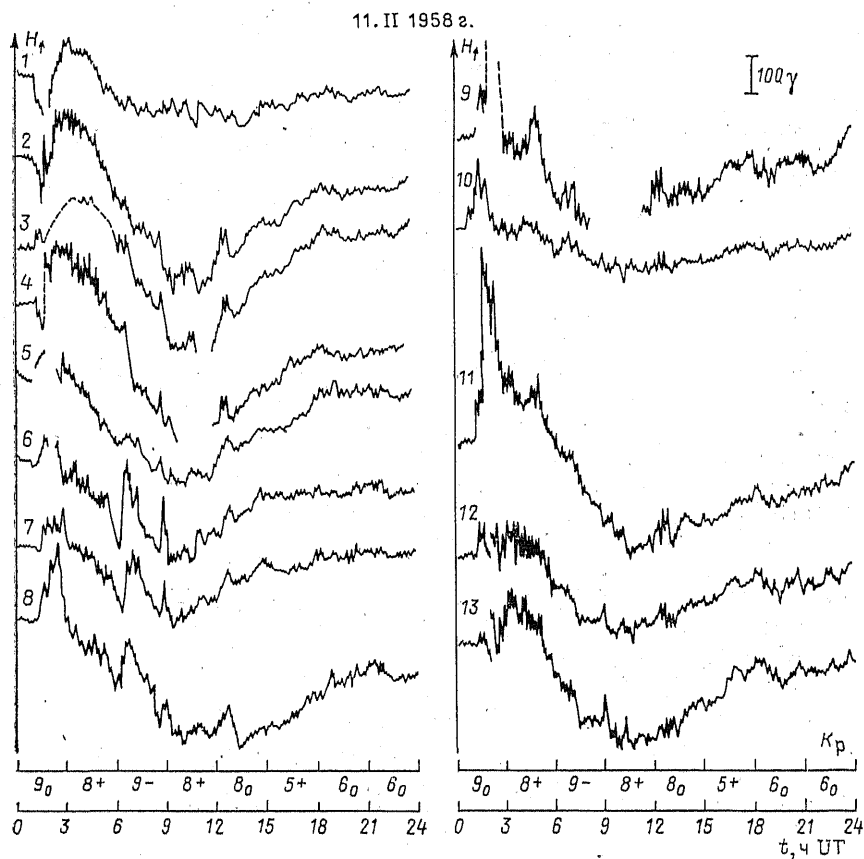


Рис. 180. Магнитная буря, зарегистрированная 11 февраля 1958 г.

1 — Южно-Сахалинск; 2 — Какиока; 3 — Гуам; 4 — Койлер; 5 — Фаннинг; 6 — Таксон; 7 — Геолоюкан; 8 — Сан-Хуан; 9 — Сан-Фернандо; 10 — М'Бур; 11 — Херманиос; 12 — Тбилиси; 13 — Ташкент.

и южном полушариях, лежащие вокруг геомагнитных полюсов (от 70 до 90°). Эти области подвержены перманентным возмущениям.

Такое разделение на зоны не означает, что в них не могут возникать другие типы возмущений, кроме тех, которыми они характеризуются. Так, например, синфазные возмущения, как было уже указано, охватывают весь земной шар, но в зоне от 45 до —45° они наблюдаются в наиболее чистом виде. То же самое относится и к другим типам магнитных возмущений. В большинстве случаев на один тип возмущений накладывается другой, особенно во время мировых бурь.

Классификации С. Чепмена и М. Боброва соотносятся следующим образом: синфазные возмущения являются суммой апериодической вариации D_{st} и нерегулярных синфазных флуктуаций D_1 ; локальные возмущения складываются из возмущений суточной вариации SD и другой несинфазной части флуктуаций D_1 ; перманентные возмущения в основном состоят из флуктуаций D_1 и частично из SD -вариации.

Современная классификация. В последние годы всеобщее признание получила новая классификация магнитных возмущений, предложенная С. Чепменом, в которой за основу приняты не морфологические различия магнитных вариаций, а возможные физические механизмы, обуславливающие развитие возмущений [59]. Согласно этой схеме, модифицированной в соответствии с современными представлениями, поле возмущения складывается из следующих элементов: $DCF + DR + DP1 + DPC$. Здесь DCF — возмущения, связанные с непосредственным воздействием солнечных корпускулярных потоков (disturbance of corpuscular flux) на магнитосферу Земли, DR — магнитные эффекты, связанные с развитием кольцевых токов, текущих вокруг Земли, внутри магнитосферы (disturbance of ring current), $DP1$ — полярные магнитные возмущения, достигающие максимальной величины в авроральной зоне (polar disturbance), DPC — возмущения в полярной шапке (disturbance of polar cap).

Эта классификация четко отделяет возмущения, источники которых лежат на границе магнитосферы (DCF) и в магнитосфере (DR), от возмущений, имеющих полностью или частично ионосферную природу: либо интенсивные токи (электроджеты) в зоне полярных сияний ($DP1$), либо токи в полярной шапке (DPC).

Локальные DCF - и DR -токи очень удалены от Земли, и поэтому связанные с ними возмущения магнитного поля у земной поверхности имеют почти однородный и синфазный характер. Следовательно, DCF - и DR -возмущения соответствуют синфазным возмущениям по классификации М. Боброва и проявляются в виде D_{st} -вариации (сторм-тайм-вариации) и синфазных флуктуаций. На небольшой высоте (~100 км от земной поверхности) текут $DP1$ -токи, и поэтому возмущения, вызываемые ими — полярные магнитные возмущения, характеризуются четко выраженной локальностью — так называемая зона полярных сияний. Возмущенная суточная вариация SD представляет собой результат осредне-

ния многих полярных магнитных возмущений и связанных с ними эффектов в средних и низких широтах. Под DPC -возмущениями подразумевается целый класс возмущений, типичных для полярной шапки и наблюдаемых как в возмущенные, так и в спокойные дни.

§ 3. DCF -возмущение и DR -возмущение

Рассмотрим прежде всего D_{st} -вариацию, механизм возникновения которой проявляется в магнитосфере и на ее границе.

Усредненная D_{st} -вариация в H -составляющей изменяется в ходе бури определенным образом (см. рис. 178) и может быть разделена на три фазы: начальную, когда происходит увеличение интенсивности поля, главную, когда наблюдается резкое уменьшение интенсивности, и фазу восстановления, когда поле медленно и постепенно возвращается к своему первоначальному и спокойному состоянию. Такое поведение H -составляющей можно наблюдать в процессе развития любой мировой магнитной бури, несмотря на одновременное действие иррегулярных флуктуаций.

Как показывают результаты экспериментальных и теоретических исследований, повышение интенсивности магнитного поля в начальную фазу бури обусловлено DCF -токами, возникающими на границе магнитосферы при взаимодействии солнечных корпускулярных потоков с магнитным полем Земли. Существует DCF -поле на протяжении всей бури, и его вариации проявляются на земной поверхности в виде синфазных пиков D_1 . Кольцевые DR -токи, текущие в западном направлении на расстоянии от 2 до 7 земных радиусов от центра Земли, оказывают противоположное действие — происходит уменьшение поля на земной поверхности. При постепенном затухании этих токов магнитное возмущение прекращается. Таким образом, магнитная буря в низких и средних широтах (D_{st} -вариация) является результатом одновременного действия DCF - и DR -полей. В зависимости от соотношения этих полей длительность и интенсивность всех трех фаз бури могут существенно различаться. Обычная длительность начальной фазы $1\div 6$ ч, главной фазы — $3\div 12$ ч, фаза восстановления может длиться от нескольких часов до нескольких суток.

Ранее уже отмечалось, что существует статистическая связь между вертикальной компонентой межпланетного магнитного поля и развитием магнитных бурь. Так, например, статистические исследования С. Кокубуна показывают, что рост D_{st} -индекса связан с длительным воздействием направленного к югу межпланетного магнитного поля (B_{zs} -компоненты) [117].

При рассмотрении конкретных событий был сделан вывод, что для развития D_{st} -вариации необходимо, чтобы величина B_{zs} -компоненты превысила некоторый критический уровень, равный 8γ , после чего можно наблюдать пропорциональность между длительностью воздействия и интенсивностью бури [118]. Последующие исследования подтвердили, что сильного южного межпланетного магнитного поля оказывается достаточно для развития бури [110, 149],

при этом величина порогового уровня оказалась значительно более низкой: $B_{zs} = -(3 \div 5) \gamma$ [149] (рис. 181). Согласно другой точке зрения [138], корреляцию D_{st} -индекса с B_{zs} -компонентой можно обнаружить даже при незначительных вариациях вертикальной составляющей межпланетного магнитного поля, если считать, что время задержки достигнет 12 ч.

Таким образом, механизм влияния B_{zs} -компоненты на развитие мировой бури остается неясным: либо он определяется длительностью воздействия межпланетного магнитного поля южной направленности, либо некоторым пороговым уровнем величины B_{zs} ,

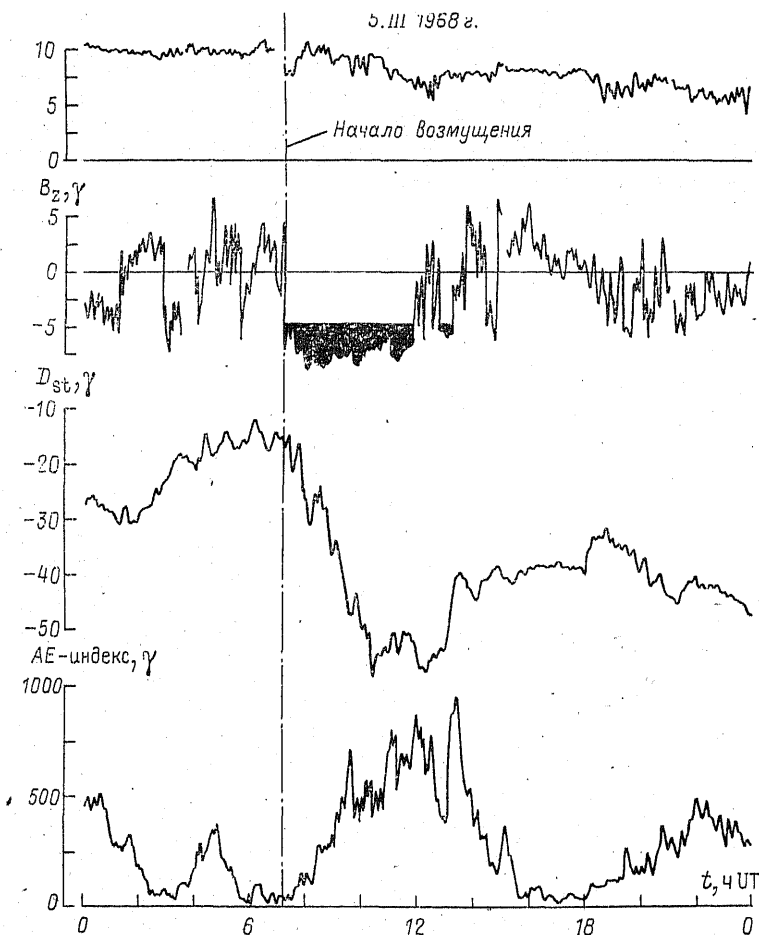


Рис. 181. Сопоставление вариаций параметров солнечного ветра и геомагнитной активности.

Сверху вниз: модуль межпланетного магнитного поля в гаммах $|B|$, вертикальная компонента B_z межпланетного поля, индексы магнитной активности D_{st} и AE ; зачернен уровень порогового поля.

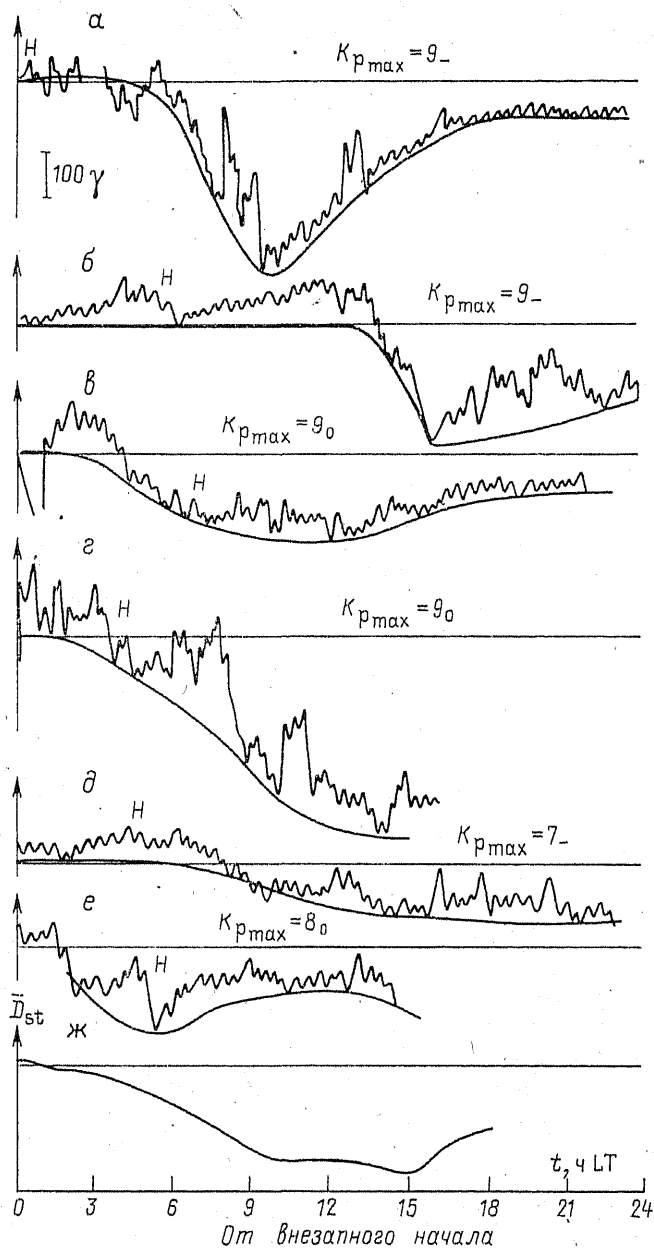


Рис. 182. Магнитные бури с разной длительностью начальной и главной фаз, зарегистрированные на станции в Южно-Сахалинске.

а — 13. IX 1957 г.; *б* — 29. IX 1957 г.; *в* — 11. II 1958 г.; *г* — 8. VII 1958 г.; *д* — 4. XII 1958 г.; *е* — 26. III 1959 г.; *ж* — усредненная D_{st} -вариация.

либо этими и другими процессами. Примером магнитных бурь с разной длительностью начальной и главной фаз могут служить бури, зарегистрированные в разное время на станции в Южно-Сахалинске (рис. 182). Внизу на том же рисунке приведена осредненная кривая этих бурь (*ж*), ход которой заметно отличается от хода каждой отдельной бури, но общая закономерность хода D_{st} -вариации ясно прослеживается и здесь. Наиболее отчетливо D_{st} -вариация проявляется в изменениях горизонтальной составляющей, в меньшей степени — вертикальной и совершенно не сказывается наклонении. Интенсивность D_{st} -вариации зависит от широты и в H -компоненте достигает максимальной величины на низких широтах, где амплитуда начальной фазы может изменяться от 1 до 100 γ , а амплитуда главной фазы — от 10 до 500 γ . В Z -компоненте в низких широтах она минимальна и возрастает к высоким. В начальную фазу она убывает на несколько гамм, в главную возрастает на 10—20 γ (на $\Phi \approx 50^\circ$). В высоких широтах удастся проследить только Z -компоненту D_{st} -вариации, так как H -компонента на $\Phi > 60^\circ$ полностью искажается локальными возмущениями.

Внезапное начало магнитной бури (SC или SSC) наиболее хорошо распознается в средних и низких широтах, где всплеск интенсивности в H -компоненте имеет величину от 10 до 100 γ . Обычно это повышение длится около 3 мин. Одновременные внезапные изменения могут быть отмечены в компонентах Z и D геомагнитного поля, но в них вариации, связанные с SC , зависят либо от местного времени и от сезона (D), либо от локализации станции (Z). В противоположность Z - и D -составляющим внезапное начало в H -компоненте регистрируется одновременно по всей Земле (см., например, рис. 173), кроме высоких широт. В высоких широтах внезапное начало не всегда характеризуется резким увеличением интенсивности H -компоненты, а иногда может быть даже отмечено небольшое ее уменьшение. Очень часты случаи, когда на магнитограмме перед началом основного (положительного) импульса внезапного начала бури наблюдается небольшой отрицательный пикок. Такое начало бури обозначается индексом SC^* или SSC^* . Если основной импульс отрицателен, то его называют *обращенным внезапным началом*. Классификация внезапных импульсов, предшествующих буре, представлена в табл. 23. В случае, когда внезапный импульс, наблюдается изолированно, он обозначается индексом SI .

Экспериментальные данные позволяют считать, что основную фазу D_{st} -вариации обуславливают DR -токи. Чтобы судить об их величине, необходимо определить радиус кольца DR -токов. Это возможно, если известна зависимость D_{st} -вариации от широты, причем может быть использован тот же метод расчета, который применяется для расчета солнечно-суточных вариаций. Однако задача здесь несколько упрощается, поскольку вариация D_{st} не зависит ни от долготы, ни от местного времени. Кроме того, можно считать, что эта вариация имеет лишь составляющие H и Z , которые согласно формуле (1.95) можно выразить как





$$H = X = - \sum_{n=1}^{\infty} (g_n + j_n) \frac{dP_n(\cos \theta)}{d\theta}, \quad (9)$$

$$Z = \sum_{n=1}^{\infty} [(n+1) g_n - n j_n] P_n(\cos \theta),$$

где j_n, g_n — коэффициенты, соответствующие потенциалу, вызываемому внешними и внутренними причинами соответственно.

ТАБЛИЦА 23

Классификация внезапных начал магнитных бурь

Запись на магнитограмме			
SC	Обращенное SC	SC*	Обращенное SC*
			

Чтобы найти коэффициенты g_n и j_n , необходимо знать экспериментальную зависимость H - и Z -компонент от широты ($90^\circ - \theta$). Такая зависимость выявляется при сопоставлении записей D_{st} -вариации на разных широтах (см. рис. 178) и может быть выражена в виде кривых $H = H(\theta)$ и $Z = Z(\theta)$. Если представить эти кривые рядами Фурье (см. (4)): $H = \sum a_m^X \sin m\theta$, $Z = \sum a_m^Z \sin m\theta$ и затем сравнить эти ряды с рядами (9), то можно определить g_n и j_n . Такие определения были выполнены Н. Беньковой для усредненной D_{st} -вариации, полученной по данным о 54 магнитных бурях [5]. Результаты этого анализа представлены в табл. 24. Как видно, преобладающую роль играют первые гармоники g_1 и j_1 . При этом отношение g_1/j_1 довольно устойчиво и составляет в среднем $\sim 0,3$, т. е. около 30% величины наблюдаемой вариации приходится на долю внутренних причин.

ТАБЛИЦА 24

Коэффициенты гармонического анализа D_{st} -вариации

Время от начала бури, ч	j_1, γ	j_2, γ	j_3, γ	g_1, γ	g_2, γ	g_3, γ
4	18,8	-1,4	1,8	6,1	0,2	1,4
12	14,9	-1,8	0,6	6,8	0,2	0,2
20	15,7	-1,0	0,2	7,4	0,4	-0,3
28	20,7	-1,6	0,2	7,1	0,0	0,0

Зная коэффициенты j_n , соответствующие потенциалу поля внешних источников, можно по формуле (I.78) найти и токовую функцию $I(\theta)$, которая в данном случае имеет вид

$$I = -\frac{cR_E}{4\pi} \sum \frac{2n+1}{n+1} \left(\frac{R_E+h}{R_E} \right)^n j_n P_n(\cos \theta).$$

Из экспериментальных данных известно, что причиной понижения напряженности поля в основную фазу бури являются токи, текущие в магнитосфере [99]. Если предположить, что эти токи могут быть аппроксимированы линейным круговым током, текущим в экваториальной плоскости, то магнитный потенциал, вызываемый током на поверхности Земли, будет описываться следующим образом:

$$U = -\frac{2\pi I}{c} \left[1 + \sum \frac{1}{n} P_n(\cos \theta) P'_n(0) \left(\frac{R_E}{a} \right)^n \right],$$

где a — радиус кольцевого тока; R_E — радиус Земли, причем за начало координат принят центр Земли; $P'_n(0)$ — производная от полинома Лежандра при $\cos \theta = 0$ (рис. 183). С другой стороны, потенциал поля вариаций можно представить по формуле Гаусса:

$$U = R_E \sum j_n P_n(\cos \theta), \text{ где } n = 1, 3, 5, \dots$$

Сравнивая коэффициенты при одинаковых полиномах Лежандра $P_n(\cos \theta)$, будем иметь

$$R_E j_1 = 2\pi I \frac{R_E}{a}; R_E j_3 = -2\pi I \frac{1}{2} \left(\frac{R_E}{a} \right)^3; R_E j_5 = 2\pi I \frac{3}{8} \left(\frac{R_E}{a} \right)^5,$$

откуда

$$\frac{a}{R_E} = -\frac{1}{2} \cdot \frac{j_1}{j_3}; \left(\frac{a}{R_E} \right)^2 = -\frac{3}{4} \cdot \frac{j_3}{j_5}; \left(\frac{a}{R_E} \right)^4 = \frac{3}{8} \cdot \frac{j_1}{j_5}.$$

Если подставить в эти формулы значения j_1, j_3, j_5 , взятые из табл. 24, то получим ряд значений a , причем $a = (2,8 \pm 0,8) R_E$.

Таким образом, чтобы DR-ток мог вызвать главную фазу аperiodической возмущенной вариации, радиус его кольца должен быть почти в три раза больше земного. Как уже указывалось, из экспериментальных данных известно, что кольцевые токи локализованы на расстояниях от 2,5 до 7 земных радиусов [99, 100].

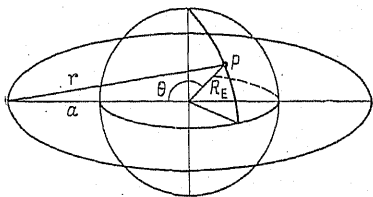


Рис. 183. Схема координат для вывода величины потенциала тока, создающего D_{st} -вариацию.

§ 4. Авроральные магнитные возмущения

Общая характеристика. Индексом $DP1$ обозначают класс магнитных возмущений, с максимальной интенсивностью проявляющихся в авроральной зоне ($\Phi \approx 67^\circ$) в виде положительных и отрицательных отклонений от спокойного уровня (так называемых *магнитных бухт*). Существование такого класса возмущений отмечалось еще К. Биркеландом, который разделил их на две группы: *положительные элементарные бури* и *отрицательные элементарные бури* [76], что соответствует современному делению бухтообразных возмущений на положительные и отрицательные. В настоящее время полярные магнитные возмущения называют *магнитными суб-*

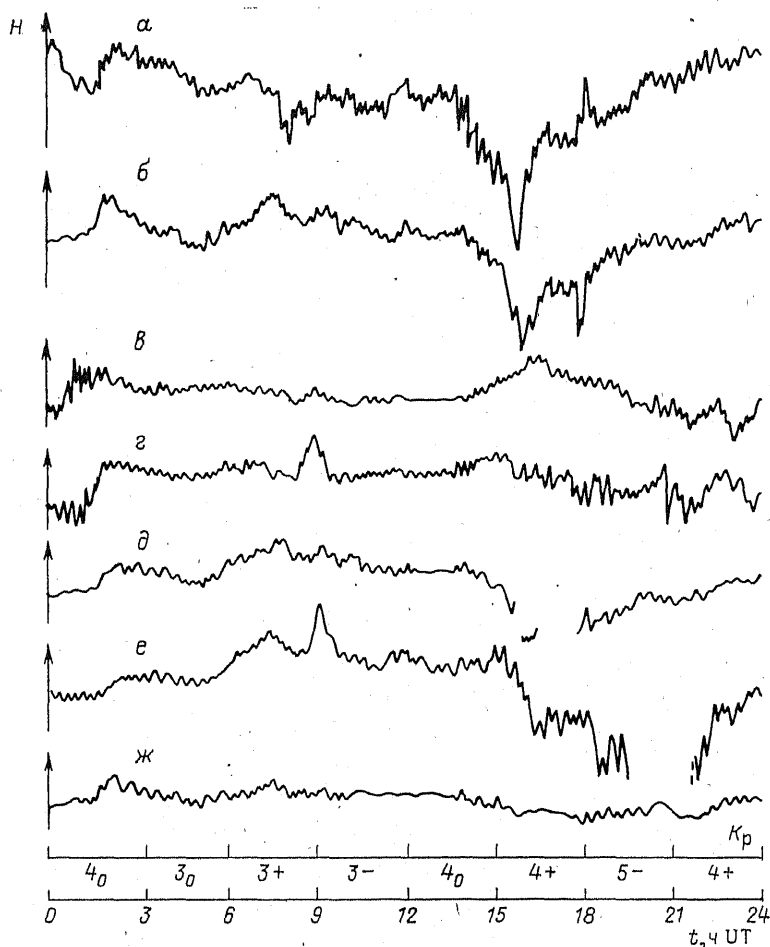


Рис. 184. Записи магнитной бури 19 июля 1957 г. на разных станциях. а — в Йеллоунайфе; б — в Хэли; в — в Мурманске; г — на Диксоне; д — в Уэлене; е — в Тикси; ж — в Ситке.

бурями, поскольку выяснилось, что мировая магнитная буря в высоких широтах проявляется в виде последовательности бухтообразных возмущений.

Характерной особенностью магнитных суббурь является изменение фазы и амплитуды от места к месту. На расстоянии в несколько сотен километров фазы колебания могут отличаться одна от другой на 180° , а отношение амплитуд может доходить до десятков (рис. 184). Из этого рисунка видно, что нет никакой синфазности в протекании возмущения: каждая станция дает свою собственную форму записи. Точно так же на рисунке можно видеть резкое изменение интенсивности с переходом от зоны полярных сияний (ст. Хэли и Йеллоунайф) к субавроральным широтам (ст. Ситка).

Если внимательно проследить запись $DP1$ -возмущения вблизи зоны полярных сияний или в самой зоне, то можно заметить, что она состоит из ряда плавных подъемов, имеющих форму береговой линии морской бухты, модулированной небольшими колебаниями с малым периодом. Вследствие этого такие возмущения и получили название *бухтообразных возмущений*. Наиболее отчетливо они проявляются на записи горизонтальной составляющей. Амплитуды, таких бухт могут достигать нескольких сотен (до тысячи) гамм и длиться эти возмущения могут от получаса до нескольких часов.

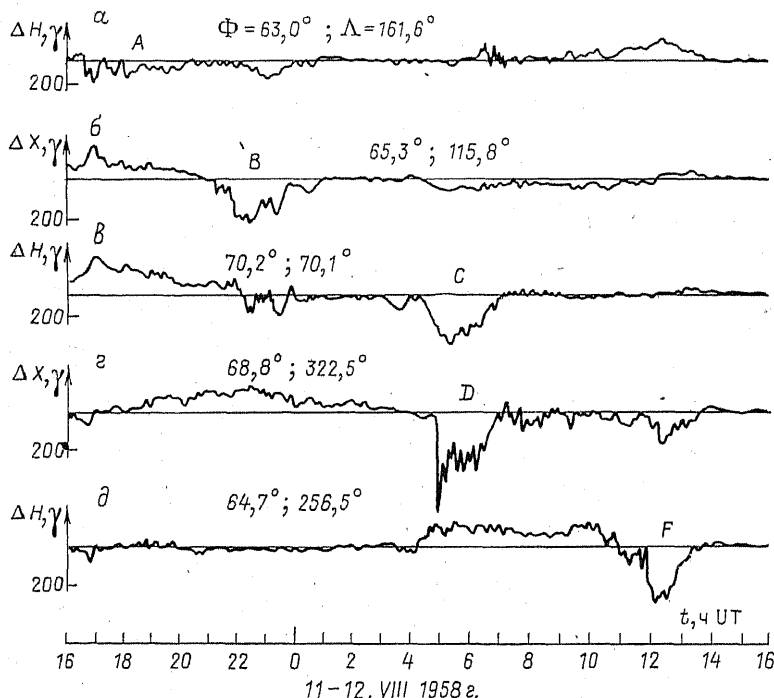


Рис. 185. Одновременные записи H - или X -компонент.

A, B, C, D, F — основные отрицательные бухты, наблюдавшиеся в течение суток. Тонкой линией показан средний уровень.

Бухтообразные возмущения могут возникать как единичное возмущение на фоне спокойного поля или же следовать одно за другим. На рис. 185 показан характер записи неискаженных бухтообразных возмущений, наблюдавшихся на пяти зональных обсерваториях ($a-d$) в течение одних суток. Примером возмущений $DP1$, осложненных вариациями более короткого периода, могут быть те же записи $DP1$ -возмущения, которые приведены на рис. 184. Одну из бухт на этом рисунке в промежутке между 15 и 21 ч можно проследить на всех станциях, но на каждой из них она имеет свою амплитуду и свою фазу. В зоне полярных сияний амплитуда $DP1$ -возмущений в десятки раз больше, чем в низких широтах.

Если построить график изменений H - и Z -компонент при бухтообразном возмущении в зависимости от широты, отложив по оси ординат максимальную амплитуду δH и δZ и по оси абсцисс геомагнитную широту станций, расположенных вблизи одного и того же меридиана, то он примет вид, показанный на рис. 186. Этот график по своей форме аналогичен представлению магнитного поля, возбуждаемого магнитом, расположенным своей осью параллельно меридиану на геомагнитной широте 67° . Такая же зависимость прослеживается одновременно и на других меридианах, что может быть объяснено существованием интенсивного электрического тока — электроджета, текущего вдоль 67 -й параллели. Эффект такого тока аналогичен эффекту совокупности магнитов, расположенных вдоль широты 67° и ориентированных параллельно друг другу вдоль меридианов.

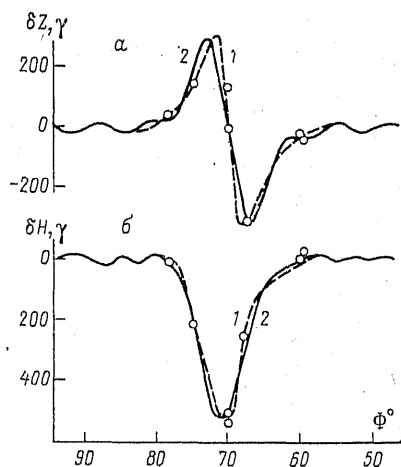


Рис. 186. Изменение H - и Z -составляющих при бухтообразном возмущении на станциях, расположенных вблизи одного меридиана на различных широтах.

1 — по наблюдаемым данным; 2 — расчетная кривая для шести членов тригонометрического разложения.

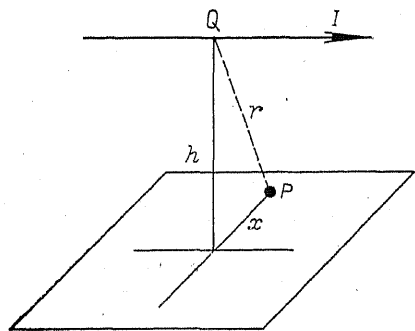


Рис. 187. К выводу формулы, описывающей напряженность поля линейного тока.

Действительно, линейный ток на высоте h от Земли создает на ее поверхности магнитное поле δH_T , определяемое законом Био — Савара:

$$\delta H_T = (2I/c) [(1 \times \mathbf{r})/r^3],$$

где \mathbf{l} — единичный вектор в направлении тока \mathbf{I} ; \mathbf{r} — расстояние от рассматриваемой точки P (рис. 187) до линии тока. Составляющие этого поля по вертикали и горизонтали можно записать как

$$\delta H = \frac{2I}{c} \cdot \frac{h}{h^2 + x^2}, \quad \delta Z = \frac{2I}{c} \cdot \frac{x}{h^2 + x^2}. \quad (10)$$

Эти формулы совпадают с формулами для однополюсной нити. Сопоставив выражения (10) с кривыми зависимости $DP1$ -возмущений от широты, полученными на основе наблюдений (см. рис. 186), можно видеть, что они эквивалентны друг другу, и $DP1$ -возмущение вызывается линейным током.

Если предположить, что бухтообразное возмущение в авроральной зоне вызывается исключительно линейным током (электроджетом), протекающим в верхних слоях атмосферы, то легко определить высоту, на которой он протекает, и величину силы тока. Высота электроджета находится графически, путем построения векторов напряженности поля в точках, расположенных по меридиану вблизи 67-й параллели, и проведения к ним перпендикуляров. Точка пересечения перпендикуляров и дает высоту линейного тока. Сила тока I определяется из формул (10), в которых следует положить $x=0$, тогда $I/c = (\delta H_T h)/2$, где δH_T — напряженность поля $DP1$ -возмущения на 67-й параллели. Такие расчеты дали $I \approx 10^5$ А, $h > 100$ км. Экспериментальные данные, полученные при запусках ракет в область авроральных электроджетов, показали, что в E -области ионосферы (100—120 км) действительно текут интенсивные токи [37].

Но линейного тока, простирающегося безгранично, в природе не существует. Ток на каком-то расстоянии от места наблюдения должен замкнуться и образовать замкнутый контур. Поэтому расчеты, приведенные выше, справедливы, когда расстояние между точками P и Q (рис. 187) мало по сравнению с размерами контура. Действительная конфигурация контура, или, как сейчас принято говорить, токовой системы, нам неизвестна. Имеющиеся экспериментальные данные — измерения электрических и магнитных полей на ракетах и спутниках, будучи довольно противоречивыми, позволяют все же предполагать, что токи замыкания от авроральных электроджетов идут как через ионосферу низких широт и полярной шапки, так и через магнитосферу: вдоль силовых линий геомагнитного поля. Соотношение этих двух частей — ионосферных токов и токов замыкания — остается неизвестным, следовательно, неясна их роль в картине возмущения магнитного поля, наблюдаемой на Земле. Поэтому в геофизике для описания реального распределения поля возмущений применяется обычно метод построения эквивалентных токовых систем, предложенный С. Чепменом в 1935 г.

Суть этого метода заключается в следующем. Предполагается, что токовая система, ответственная за возмущение, плоская, т. е. полностью лежит на некоторой сферической поверхности, окружающей Землю. Высота этой поверхности над Землей обычно принимается равной 100 км. Соответствующая система токов находится либо методом разложения потенциала магнитного поля и электрических токов в ряды по цилиндрическим функциям, либо просто по формулам (10). В последнем случае предполагается, что возмущение в каждой точке наблюдения обусловлено только токами, текущими над головой (т. е. $x=0$), что, строго говоря, справедливо только для области аврорального электроджета. Следует отметить, что оба способа дают в основном сходные результаты.

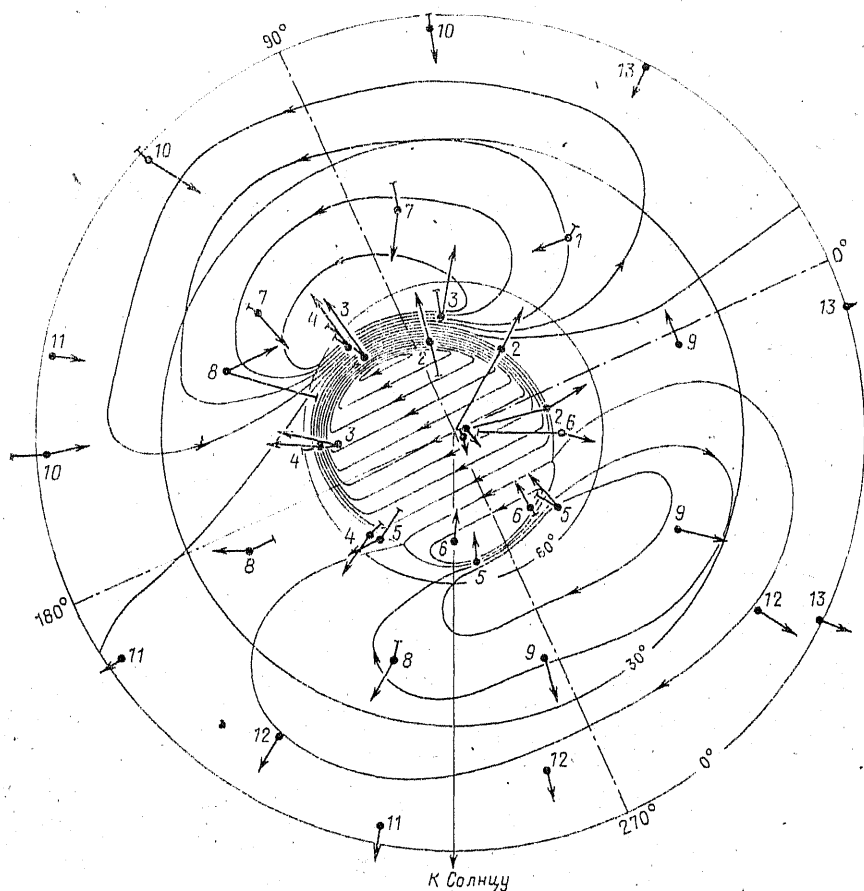


Рис. 188. Эквивалентная идеализованная токовая система для $DP1$ -возмущения.

Стрелками обозначена δH -составляющая, цифры около них — ее величина в гаммах, радиальными линиями от стрелок — δZ -компонента; координатной сеткой служат геомагнитные широта и время.

Таким образом, вместо реальных, не известных нам токовых систем, вводятся условные, сугубо двумерные системы токов. Существенным преимуществом такого метода является то, что весьма сложное распределение поля возмущений на земной поверхности может быть описано очень наглядным и простым способом в терминах эквивалентной токовой системы. В качестве примера на рис. 188 даются в полярной проекции пространственно-временное распределение векторов магнитного возмущения $\delta\mathbf{F}(\Phi, t)$ и идеализированная эквивалентная токовая система [144]. Здесь $\delta\mathbf{F} = \sqrt{[(\delta X)^2 + (\delta Y)^2]}$ или $\delta\mathbf{F} = \sqrt{[(\delta H)^2 + (\delta D \cdot H \sin 1')^2]}$ и $\delta X, \delta Y$ (или $\delta H, \delta D$) — отклонения компонент магнитного поля от спокойного уровня.

Первая токовая система была построена С. Чепменом для SD -вариации [81]. Затем были построены токовые системы для ряда конкретных полярных магнитных возмущений [102] и для усредненного бухтообразного возмущения [158]. При этом оказалось, что токовые системы для SD -вариации и для $DP1$ -возмущения очень похожи, несмотря на то, что бухтообразные возмущения имеют значительно меньшую длительность, чем возмущенная суточная вариация SD . На этом основании сложилось мнение, что токовая система SD -вариаций является типичной токовой системой, обуславливающей полярные магнитные возмущения. Впоследствии выяснилось, что это далеко не так. В каждом конкретном случае форма токовой системы, так же как и интенсивность токов, может существенно отклоняться от средней картины возмущения. Причем эти изменения наблюдаются не только от бури к буре, но также и в течение одного возмущения, в зависимости от фазы суббури. Согласно современным представлениям [8*], характер изменения как магнитного поля, так и полярных сияний (см. гл. 4) во время суббури указывает на наличие трех фаз в протекании возмущения: *подготовительной фазы*, или фазы роста, *взрывной фазы*, или брейк-апа, и *фазы восстановления*. Далее мы рассмотрим в терминах эквивалентной токовой системы характерные особенности усредненной SD -вариации и мгновенных распределений поля возмущений, т. е. распределений в фиксированные моменты магнитных суббурь.

Возмущенная суточная SD -вариация. Максимальная амплитуда всех элементов этой вариации приходится на широты, близкие к зоне полярных сияний. Особенность вариаций SD по сравнению с вариациями S_q — изменение фазы Z -составляющей при переходе через зону полярных сияний и максимальная величина амплитуды H -составляющей в этой зоне. Изменение фазы H -составляющей происходит на геомагнитной широте $\Phi \approx 50^\circ$ и повторяется на широтах выше авроральной зоны. Амплитуда у всех составляющих в зоне полярных сияний во много раз больше, чем в средних широтах. В отличие от S_q -вариации, в большой степени зависящей от сезона, SD -вариация остается одинаковой в течение всего года, но зато претерпевает значительные изменения (по амплитуде) при колебании величины общей магнитной активности.

Первая эквивалентная токовая система для SD -вариации была построена С. Чепменом [81] по данным первого Международного полярного года (1882—1883 гг.). Последующие же исследования [5, 7, 22, 62, 162], основанные на значительно более полном и однородном материале второго Международного полярного года (1932—1933 гг.), Международного геофизического года (1957—1958 гг.), внесли в схему С. Чепмена существенные коррективы. На рис. 189 приведена токовая система для SD -вариации, полученная О. Бурдо при использовании метода сферического анализа [7]. Можно видеть, что сила тока имеет максимальную величину в авроральной зоне в утренние (~ 3 ч) и в вечерние (~ 15 — 18 ч) часы по местному времени. Это авроральные электроджеты: западный и восточный соответственно направлению текущих в них токов. *Западный электроджет вызывает отрицательные бухты, восточный — положительные.* Возвратные токи полярных электроджетов замыкаются через полярную шапку и через средние широты, образуя четыре токовых вихря.

Для трех сезонов МГГ SD -вариация вычислялась при разных величинах планетарной активности: $K_p=0\div 1$; 3; 5 [14]. За уровень отсчета принималось поле спокойных солнечных вариаций в исключительно спокойный период 30 XI—1 XII 1968 г. (рис. 190).

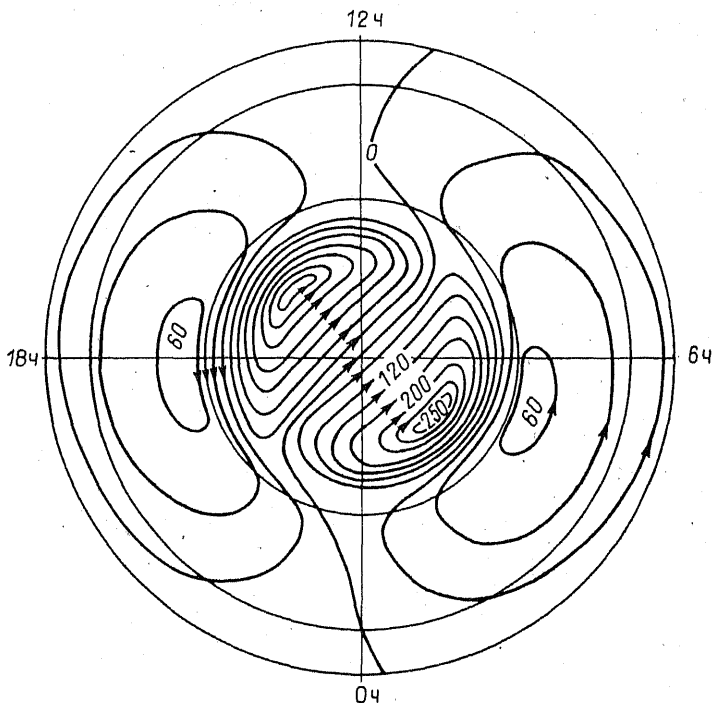


Рис. 189. Токовая система для SD -вариации.
Цифры у кривых — величина силы тока в килоамперах.

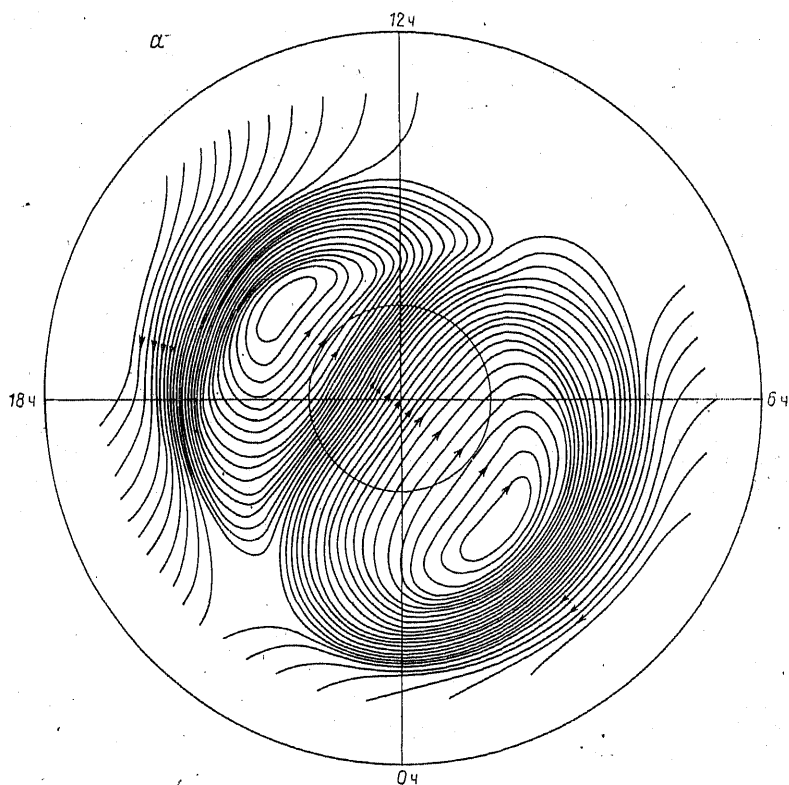


Рис. 190. Токовая система для *SD*-вариации.
а — лето; б — зима.

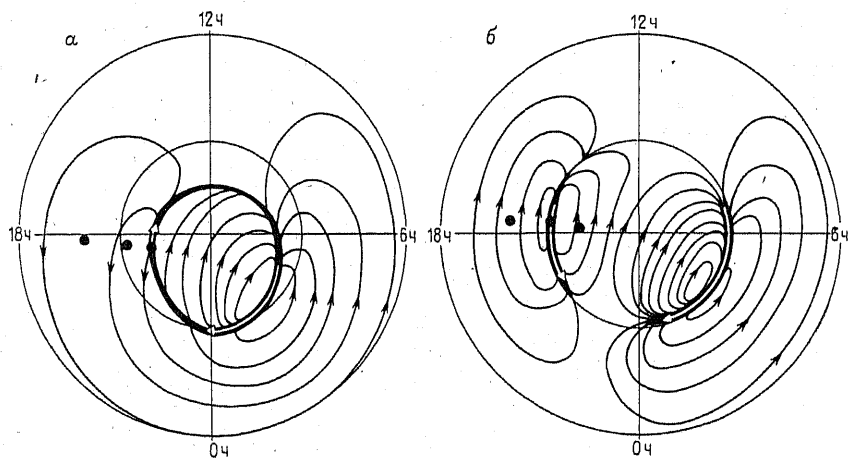
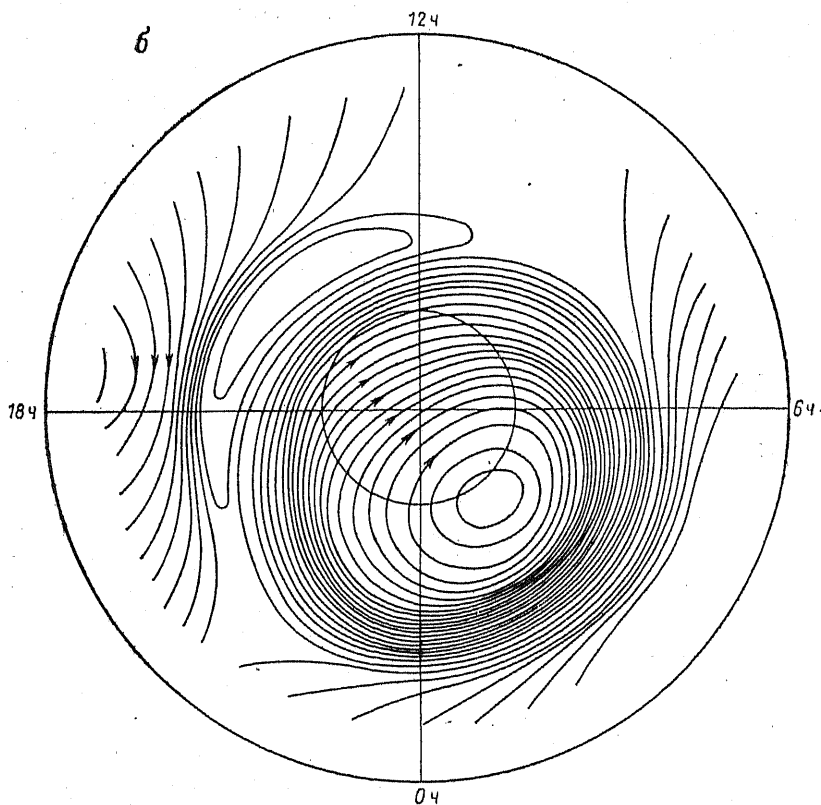


Рис. 191. Типичные токовые системы для полярной бури.
а — с одним электроджетом; б — с двумя электроджетами, направления их обозначены светлыми стрелками.



Как можно видеть, в летний период (а) токовые системы соответствуют представленным на рис. 189: в полярной шапке имеются два вихря токов почти равной интенсивности. В зимний период (б) почти полностью исчезают высокоширотные токи, связанные с восточным электроджетом — система приближается к одновихревой. На этом основании в работе [14] был сделан вывод, что система *SD*-возмущения состоит из трех частей: западного электроджета, восточного электроджета и токового вихря в полярной шапке.

Магнитная суббуря (токовые системы). Уже первые исследования вариаций магнитного поля в периоды полярных магнитных возмущений показали, что мгновенные системы токов могут отличаться большим разнообразием. Так, например, в работе Н. Фукушимы [102], наряду с токовыми системами классического типа (т. е. подобными системе *SD*-вариации), рассматриваются одновихревые токовые системы, содержащие только западный электроджет. При обработке материалов, собранных в период МГГ, выяснилось, что такие системы — достаточно частое явление во время бурь. В связи с этим было предложено присвоить такой системе с одним западным электроджетом обозначение *DP1* в отличие от системы

$DP2$, описывающей слабые магнитные возмущения в полярной шапке и состоящей из двух токовых вихрей. Токовая система для усредненной SD -вариации рассматривалась как комбинация полей $DP1$ и $DP2$. Это, однако, противоречит тому, что существенной особенностью такой системы является восточный электроджет. Кроме того, рядом исследователей позднее было показано, что токовая система магнитной полярной бури, как правило, включает два электроджета — восточный и западный. В итоге оба типа токовых систем $DP1$ -возмущений рассматриваются в настоящее время как типичные (рис. 191). В работах Г. Ростокера и Т. Огути была сделана попытка выяснить взаимосвязь токовых систем обоих типов с интенсивностью и длительностью возмущения [134, 146].

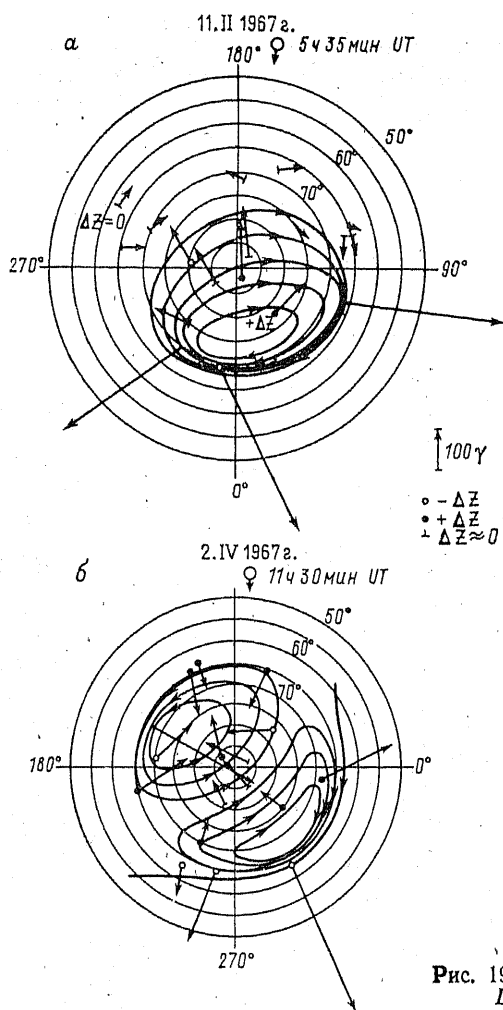


Рис. 192. Схема токовых систем $DP1_1$ (а) и $DP1_2$ (б).

При этом учитывалось, что система токов $DP1$ наблюдается во время резких интенсивных изменений магнитного поля, тогда как двухструйная система $DP1$ связана с медленно развивающимися суббурями. Результаты О. Трошичева и его коллег показывают, что тот или иной тип токовой системы $DP1$ определяется фазой суббури и, по-видимому, вызван разными физическими причинами [50]. Поэтому целесообразно провести дальнейшую детализацию токовых систем:

$DP1_1$ — токовая система с одним электроджетом западного направления, характерная для ночного сектора авроральной зоны, и соответственно с одним токовым вихрем в полярной шапке (рис. 192 а);

$DP1_2$ — токовая система с двумя электроджетами (западным и восточным) примерно равной интенсивности, характерными для утреннего и вечернего секторов зоны соответственно (рис. 192 б).

Системы $DP1_1$ и $DP1_2$ различаются не только локализацией в пространстве, но и характером временных изменений и своей интенсивностью. Система $DP1_2$ — более стабильное образование в пространстве и во времени, она постепенно развивается и постепенно затухает. В чистом виде ее можно наблюдать на фазе роста (если суббуря развивается постепенно) и всегда на фазе восстановления суббури. Интенсивность электроджетов, как восточного, так и западного, по-видимому, не превышает $2 \cdot 10^5$ А, что соответствует интенсивности магнитных бухт ~ 200 γ. Система $DP1_1$ описывает взрывную фазу магнитной суббури и связана с такими ее характерными проявлениями в полярных шапках, как движение сияний к полюсу и интенсификация высыпания авроральных частиц. Западный электроджет в токовой $DP1_1$ -системе всегда приурочен к полуночному меридиану и, по-видимому, может иметь разную протяженность и интенсивность (до 10^6 А). Токовая система $DP1_1$ достигает максимальной интенсивности за 15—20 мин (характерное время брейк-апа) и примерно за это же время затухает. Если суббуря развивается внезапно, то $DP1_1$ -токовую систему можно наблюдать в чистом виде, если буря имеет фазу роста, то $DP1_1$ -токовая система накладывается на систему $DP1_2$. Система $DP1_2$ может рассматриваться как система, включающая ионосферные токи, тогда как $DP1_1$ -система имеет, видимо, внеионосферное происхождение и является частью общего механизма магнитосферной суббури [50].

§ 5. Возмущения в полярных шапках

В полярных шапках, помимо возмущений, связанных с развитием суббурь ($DP1$), постоянно наблюдаются возмущения, отличающиеся от суббурь своими временными и пространственными характеристиками. Эти возмущения часто объединяют в один класс — DPC -возмущения. Статистическими методами выделена особая солнечно-суточная вариация S_q^p , наблюдающаяся только на широтах $\Phi > 60^\circ$ по спокойным дням. Исследования последних лет

показали, что DPC -возмущения разделяются по меньшей мере на три разных типа: $DP2$ -, $DP3$ - и $DP4$ -возмущения, связанные с изменением параметров межпланетного магнитного поля в солнечном ветре.

Усредненная солнечно-суточная вариация (S_q^p). Поскольку нерегулярные возмущения DPC в полярной шапке наблюдаются как в спокойные, так и в возмущенные дни, то выделение в высоких широтах спокойной суточной вариации, аналогичной S_q -вариациям в низких широтах, представляет большие трудности. Для этого необходимо выбирать исключительно магнитоспокойные дни, когда суточная сумма K_p -индексов (ΣK_p) близка к нулю. Однако такие дни встречаются весьма редко. Анализ данных, полученных в течение второго Международного полярного года для дней, когда $\Sigma K_p < 2$, показал, что в эти дни поле возмущений в полярной шапке можно рассматривать как продолжение поля S_q -вариаций из низких и средних широт [126], т. е. можно предположить, что спокойные вариации в высоких широтах являются частью глобального поля S_q -вариаций, обусловленных солнечной волновой радиацией. Это поле было обозначено индексом S_q^0 .

Обширный материал, собранный в период МГГ, позволил провести анализ поля S_q -вариаций за пять международных магнитоспокойных дней (S_q^5) [13, 25, 127]. В результате была выделена особая спокойно-суточная вариация, присущая полярной шапке, $S_q^p = S_q^5 - S_q^0$. При этом предполагалось, что в международные магнитоспокойные дни МГГ в высоких широтах поле возмущений, связанных с полярными суббурями, пренебрежимо мало, т. е. поле $DP1=0$. На рис. 193 изображена токовая система, соответствующая, согласно данным работы [127], дополнительной суточной вариации S_q^p в полярной шапке летом (а). Эта S_q^p -система состоит из

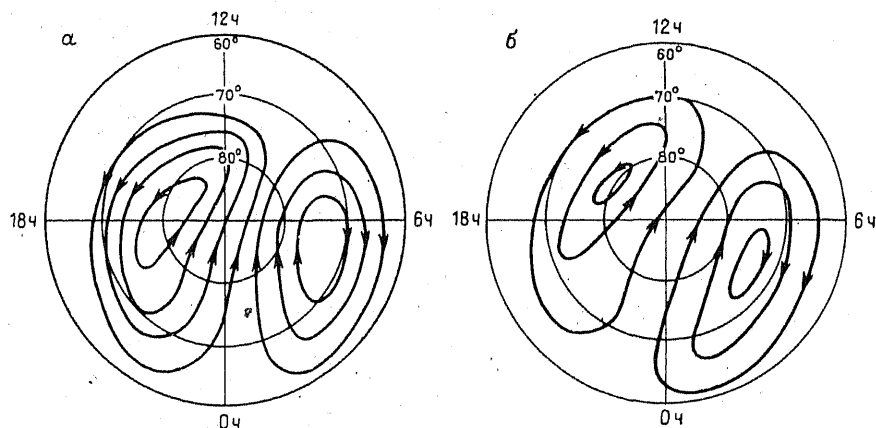


Рис. 193. Токовая система S_q^p -вариации.

а — лето; б — зима.

двух вихрей с одинаковым направлением токов в полярной шапке. Вихри ограничены полярной областью $\Phi > 60^\circ$, их центры располагаются примерно вдоль утренне-вечернего меридиана. Аналогичная картина, но с меньшей интенсивностью токов, наблюдается в этой зоне зимой (б). Как можно видеть, S_q^p -система подобна высокоширотной части классической SD -токовой системы, но без характерных для SD -системы электроджетов.

Вариация S_q^p была получена как суточная вариация магнитного поля в полярной шапке. Однако было очевидно, что на самом деле в полярных шапках не наблюдается регулярной вариации, подобной S_q -вариации в низких широтах, а имеется комплекс крайне нерегулярных вариаций — DPC -возмущений. Тем не менее при разделении S_q^p -вариации на длинно- и короткопериодные части оказалось, что токовая система короткопериодных (~ 1 ч) колебаний имеет такой же вид, что и токовая система S_q^p .

DP2-Вариация. Рассмотренные выше статистические S_q^p -токовые системы ограничены широтами $\Phi > 60^\circ$. Несколько другая картина была получена при построении мгновенных токовых систем геомагнитных вариаций с временной шкалой около одного часа [30]. Были обнаружены случаи, когда возмущение развивалось синхронно от полюса до экватора. В связи с этим Т. Обаяши пред-

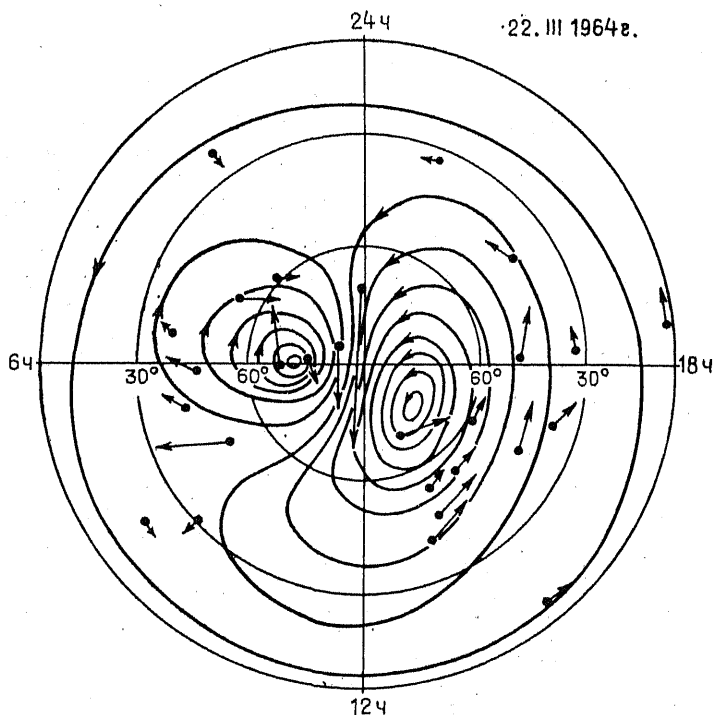


Рис. 194. Токовая система $DP2$ -вариации по данным А. Нишиды.

ложил выделить такие возмущения [30] в особый класс $DP2$ -возмущений со следующими характерными признаками: поле возмущений $DP2$ возникает и существует на всей Земле; токовая система $DP2$ состоит из двух вихрей, простирающихся от полюса до экватора без каких-либо особенностей в авроральной зоне.

Детальные исследования $DP2$ -возмущений проводились затем А. Нишидой [129, 132], им были получены токовые системы, соответствующие приведенным выше характеристикам (рис. 194). Несколько позже была обнаружена связь $DP2$ -возмущений с вариациями Z -компоненты межпланетного магнитного поля. Пример такой корреляции дается на рис. 195, где показаны вариации магнитного поля на экваторе, на полюсе и одновременные изменения B_z -компоненты межпланетного магнитного поля при почти неизменной величине давления солнечного ветра. Таким образом, из работ А. Нишиды следовало, что вариации $DP2$ связаны с изменением B_z -компоненты межпланетного магнитного поля и описываются глобальной токовой системой, состоящей из двух вихрей и зональной части на широтах $\Phi < 30^\circ$ (см. рис. 194).

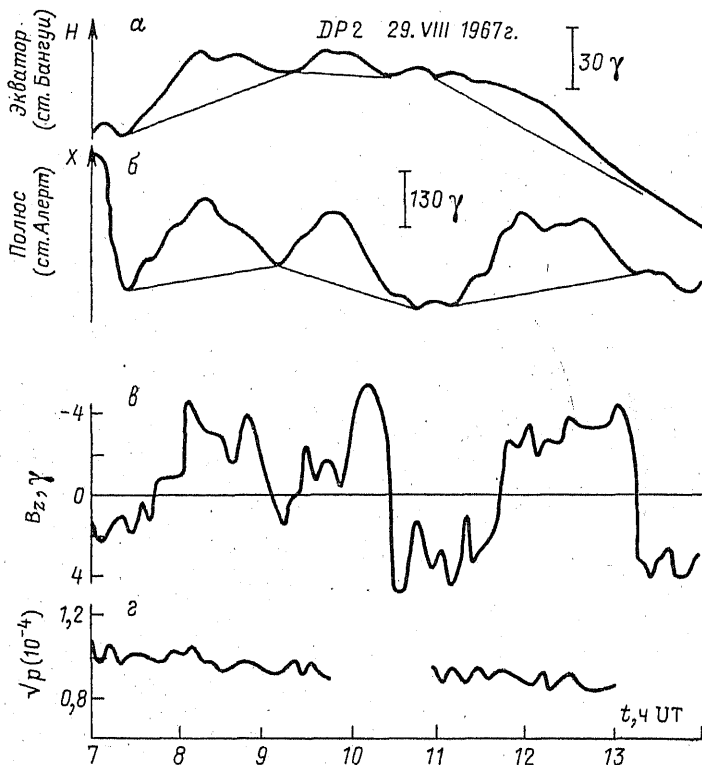


Рис. 195. Связь $DP2$ -возмущений (a , b) с вариациями вертикальной компоненты межпланетного магнитного поля (g) и давлением солнечного ветра (g). Тонкие линии на a , b — уровни отсчета каждой флуктуации.

Вывод же о глобальном характере $DP2$ -системы встречает серьезные возражения. При выделении $DP2$ -вариации А. Нишида применял особый принцип отсчета величины возмущения: в каждом случае за уровень отсчета им принималось основание флуктуации, т. е. прямая, соединяющая начало и конец флуктуации (см. рис. 195). Однако $DP2$ -возмущение может накладываться на другие типы вариаций, и при таком методе отсчета невозможно отделить фон, на котором развивается возмущение, от самого возмущения. Так, например, за уровень отсчета можно было бы взять линию, соединяющую пики флуктуации, и тогда направление токов в эквивалентной системе изменилось бы на обратное.

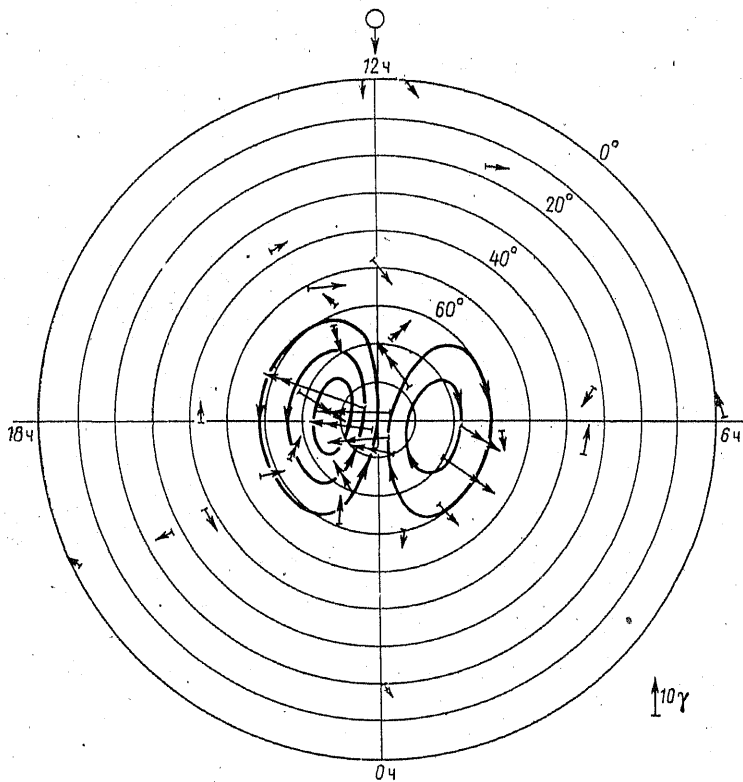


Рис. 196. Токовая система DP_2 -вариации по данным О. Трошичева с коллегами.
Значки с двойной стрелкой означают напряженность в 50γ.

ного магнитного поля в период с 9 до 12 ч UT 29 августа 1967 г. (см. рис. 195 в). Чтобы выделить вариацию, связанную исключительно с B_z -компонентой, в качестве вектора возмущения δF принималась разность между значениями геомагнитного поля в 10 и 11 ч. UT (а также в 12 и в 11 ч UT). Результаты, приведенные на рис. 196, показывают, что токовая система такой вариации состоит из двух вихрей, локализованных в высоких широтах ($\Phi > 50 \div 60^\circ$), тогда как ниже 50° величина векторов магнитного возмущения в основном очень мала, а распределение их носит случайный, хаотический характер. Аналогичная двухвихревая система токов на широтах $\Phi > 50^\circ$ была получена и в том случае, если за уровень отсчета принимался «фоновый» уровень, т. е. магнитное поле, наблюдавшееся в очень спокойный день с минимальной магнитной активностью и минимальным давлением солнечного ветра на магнитосферу [51]. При этом на широтах ниже 50° эквивалентная токовая система будет представлена зональными (текущими вдоль параллелей) токами, а величина вектора возмущения будет возрастать с уменьшением широты в соответствии с законом $\delta F \approx \cos \Phi$, что характерно для поля возмущений, обусловленного внеиносферными источниками (DR - и DCF -токами). Таким образом, результаты О. Трошичева с коллегами показывают, что $DP2$ -возмущения, связанные с изменениями в B_z -компоненте межпланетного магнитного поля, проявляются на широтах $\Phi > 60^\circ$ и быстро спадают по величине на более низких широтах [51].

Согласно существующим представлениям, развитие $DP2$ -возмущений обуславливается электрическими полями, возникающими в полярной шапке только при южной ориентации межпланетного магнитного поля и направленными всегда в одну сторону — с утренней стороны на вечернюю (рис. 197). Электрические поля, существующие в полярных шапках, частично замыкаются через средние и низкие широты, но эффект их заметен только в зоне очень высокой проводимости, т. е. в области экваториального электроджета. Этим обстоятельством можно объяснить хорошую корреляцию

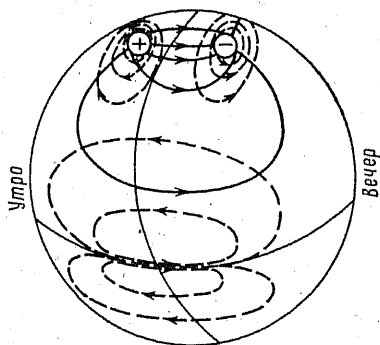


Рис. 197. Схема распределения электрических полей $DP2$ -возмущений (сплошные линии) и соответствующие системы токов (пунктирные).

между геомагнитными вариациями в полярной шапке и на экваторе. Для объяснения механизма возникновения таких полей предложено несколько правдоподобных, но неразработанных гипотез.

DP3-Возмущения (приполюсные DP-вариации). Токковые системы DP2, рассмотренные выше, всегда имеют одинаковое направление токов в полярной шапке — примерно в направлении на Солнце. Примеры возмущений другого типа — с противоположным направлением токов — были представлены Д. Фэрфилдом и Н. Ивасаки [95, 112]. Эти возмущения появляются обычно в 13—14 ч LT только в околополюсной области и поэтому могут быть названы *околополюсной вариацией (DP-pole)* [112]. На магнитограммах они могут быть определены как отклонение от спокойного уровня в направлении, противоположном характерному для обычных возмущений (для SD-вариации) (рис. 198). Другой критерий для выделения этих возмущений — изменение угла между направлением горизонтального вектора на ст. Туле и полуденным меридианом от $\sim 320^\circ$ (обычное положение) до 90° — 180° . Как показывают исследования Н. Ивасаки, околополюсная DP-вариация не связана с авроральными электроджетами и появляется обычно летом [112]. Отмечена ее связь с положительным (северным) направлением B_z -компоненты межпланетного магнитного поля (см. рис. 198 в). Токковая система околополюсной DP-вариации состоит из двух вихрей, центрированных на $\Phi' = 83^\circ$ (Φ' — исправленная геомагнитная широта), с направлением токов с дневной стороны к ночной.

Механизм образования приполюсной DP-вариации не выяснен. Отмечается, что для возникновения тех амплитуд околополюсной DP-вариации, которые реально наблюдаются (от 300 до 500 γ), необходимы электрические токи, линейная плотность которых была бы более 500 А/км. Поскольку эти вариации сопровождаются весьма слабым увеличением проводимости (интегрированной по высоте) — всего лишь до 5 Ом $^{-1}$, то приходится предполагать существование электрического поля с очень большой напряженностью — до

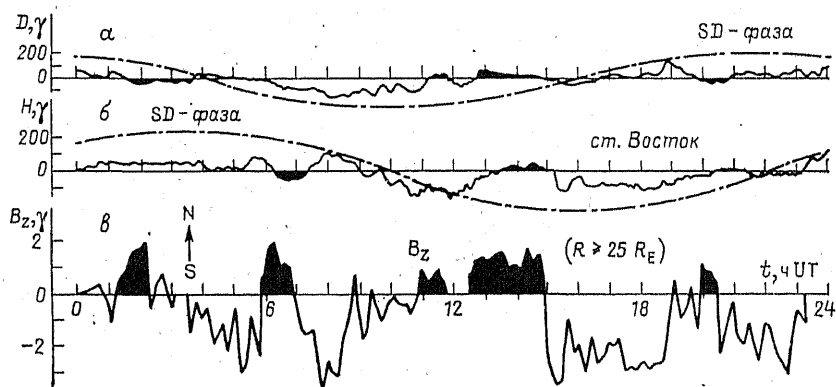


Рис. 198. Выделение приполюсной DP-вариации по методу Н. Ивасаки.

На а, б — нулевые уровни — спокойные уровни, штрих-пунктир — DS-вариация; в — зачерченна положительная вариация $B_z > 1 \gamma$.

100 мВ/м вместо характерных для полярной шапки 10 мВ/м. Так как область максимальных величин околополюсной DP -вариации связана силовыми линиями непосредственно с границей магнитосферы, то предполагается, что электрические поля нужной интенсивности временами возникают на границе магнитосферы при северном направлении B_z -компоненты и затем передаются в ионосферу в область дневного каспа (определение каспа см. в гл. 5).

Следует, однако, отметить, что влияние дневного каспа проявляется не только в околополюсных DP -вариациях, но может быть обнаружено и в обычных условиях, когда магнитное поле в полярной шапке почти спокойно или слабо возмущено $DP2$ -вариациями. Действительно, на широтах $75 \div 85^\circ$ векторы возмущений в дневные часы очень часто оказываются аномально высокими по сравнению с полем возмущений в остальной части полярной шапки. Этот факт послужил основанием рассматривать «дневные» возмущения в качестве основного типа магнитных возмущений в околополюсной области [104], а также предполагать, что в этой области существует особый, «внутренний» электроджет, не связанный с авроральными электроджетами [62].

Итак, может быть выделен особый тип возмущений $DP3$:

$DP3$ -возмущения генерируются в зоне дневного каспа и обычно имеют ограниченную распространенность в полярной шапке;

они длятся примерно до одного часа, а интенсивность их может достигать $\sim 500 \gamma$;

токовая система для $DP3$ -возмущений имеет вид двух вихрей со сгущением токов, направленных от Солнца, на широте $\Phi \approx 80 \div 83^\circ$ в дневные часы (рис. 199 а), следовательно, электрические поля, создающие эти возмущения, должны быть направлены к утренней стороне Земли;

положительный знак B_z -компоненты межпланетного магнитного поля определяет направление электрического поля и токов $DP3$ [112].

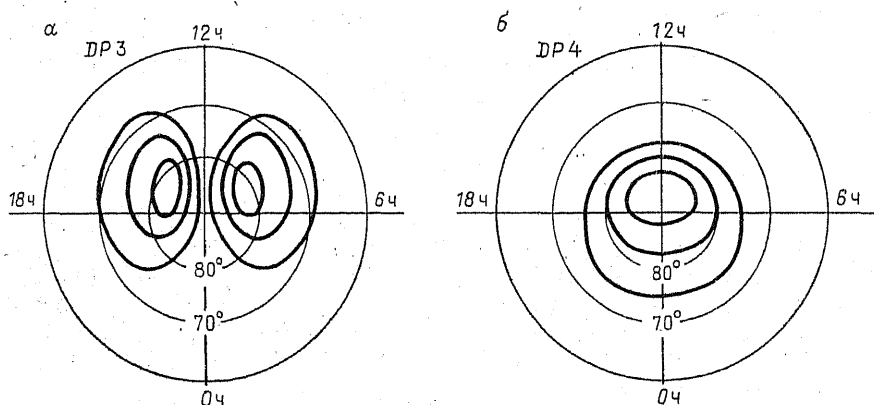


Рис. 199. Эквивалентные токовые системы.

Таким образом, на основании анализа наземных геомагнитных вариаций, можно предположить, что в полярной шапке имеются два типа электрических полей: $DP2$ — широко распространенные поля, всегда направленные с утренней стороны Земли на вечернюю, и $DP3$ — локальные поля разных направлений в зоне дневного каспа.

$DP4$ -Вариация. Так называют возмущения в полярных шапках, связанные с азимутальной компонентой B_y межпланетного магнитного поля. Этот тип вариаций был впервые выделен Л. Свальгаардом и С. Мансуровым как эффект влияния на геомагнитное поле секторной структуры межпланетного магнитного поля [24, 167]. *Секторной структурой межпланетного магнитного поля называют такую структуру, при которой в плоскости эклиптики могут быть выделены секторы с противоположной направленностью (полярностью) межпланетного магнитного поля.* Межпланетное магнитное поле представляет собой магнитное поле солнечной фотосферы, выносимое в космическое пространство расширяющимися потоками солнечной плазмы, т. е. солнечным ветром. В среднем это магнитное поле примерно ориентировано по направлению к Солнцу, либо от Солнца. В результате суммирования радиального движения уходящей от Солнца плазмы и вращения Солнца траектория движения солнечной плазмы имеет в плоскости эклиптики вид архимедовой спирали (в неподвижной системе координат). На орбите Земли угол спирали составляет 45° с радиус-вектором, направленным на Солнце. Таким образом, около Земли межпланетное магнитное поле имеет в плоскости эклиптики две составляющие: радиальную B_x и азимутальную B_y . В солнечно-ekliптической системе координат ось x направлена на Солнце, ось z перпендикулярна плоскости эклиптики.

В секторе с ориентацией межпланетного магнитного поля от Солнца (положительная полярность) $B_x < 0$, в секторе с ориентацией поля к Солнцу (отрицательная полярность) $B_x > 0$. Обычно между полярностью секторной структуры и знаком B_y -компоненты существует определенное соответствие: при $B_x < 0$ $B_y > 0$; при $B_x > 0$ $B_y < 0$. Однако иногда межпланетное магнитное поле значительно отклоняется от архимедовой спирали, и в этих случаях могут наблюдаться обратные сочетания: если $B_x < 0$, то $B_y < 0$, и если $B_x > 0$, то $B_y > 0$.

В работах С. Мансурова и Л. Свальгаарда было показано, что когда межпланетное поле направлено от Солнца, Z -компонента геомагнитного поля вблизи северного полюса (ст. Туле, $\Phi = 89^\circ$) испытывает в дневные часы значительное уменьшение ($\sim 200 \div 300 \gamma$). В это же время H -компонента на более низких широтах (ст. Годхавн, $\Phi = 77,5^\circ$) возрастает. При другой направленности межпланетного магнитного поля (к Солнцу) знак вариации геомагнитного поля меняется. Эффект одинаков в дневные часы для всей полярной шапки и исчезает на геомагнитных широтах $< 70^\circ$. В южном полушарии для данной полярности межпланетного поля эффект всегда обратен тому, что наблюдается в северном полуша-

рин. Рис. 200 показывает типичные вариации Z -компоненты на двух околополюсных станциях северного (δ , z) и южного (a , ϵ) полушарий при разных знаках секторной структуры межпланетного магнитного поля. Обычно один тип вариации наблюдается в течение нескольких дней, после чего сменяется очень резко другим. Эти изменения происходят согласованно в обоих полушариях в соответствии с изменениями в знаке секторной структуры межпланетного поля. Таким образом, сведения о секторной структуре межпланетного магнитного поля могут быть получены при рассмотрении характера магнитных вариаций DP_4 на приполюсных станциях.

Оказалось, однако, что отмеченное выше соответствие между вариациями в полярной шапке и секторной структурой наблюдается только в 90% случаев. Детальные исследования Е. Фрисс-Христensen и его коллег показали, что нарушения этой закономерности наблюдались тогда, когда межпланетное поле отклонялось от архимедовой спирали [89], а это означает, что характер изменений маг-

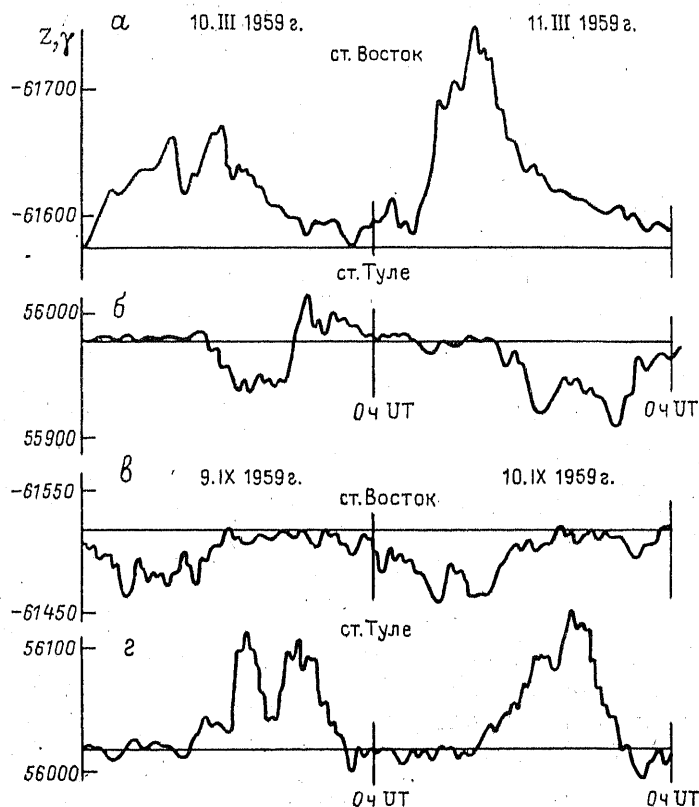


Рис. 200. Типичные вариации Z -компоненты на околополюсных станциях Восток (a , ϵ) и Туле (δ , z).

a , δ — межпланетное поле направлено к Солнцу; ϵ , z — от Солнца.

нитного поля в полярной шапке определяется не столько секторной структурой, сколько B_y -компонентой межпланетного поля. Дальнейшие исследования подтвердили справедливость этого вывода.

Для определения вариации, связанной с B_y -компонентой, необходимо прежде всего выделить отклонения поля, наблюдаемые при разных знаках B_y , в чистом виде, т. е. исключить влияние B_z -компоненты. Для этого необходимо рассматривать те значения поля, когда B_z -компонента положительна и близка к нулю. На рис. 201 *а, б* показаны полученные таким образом изменения магнитного поля в X - и Z -составляющих на станции Резольют-Бей при разных полярностях B_y . Можно видеть, что отклонения геомагнитного поля при $B_y > 0$ и $B_y < 0$ располагаются почти симметрично относительно усредненной вариации и несимметрично относительно спокойного уровня. Этого следовало ожидать, если учесть результаты Т. Мураемы, согласно которым магнитная активность при $B_y > 0$ выше, чем при $B_y < 0$, тогда как число дней с различной секторной полярностью приблизительно одинаково [126]. Таким образом, отклонение поля от усредненной по всем дням вариации дает нам возмущение, связанное с B_y -компонентой (рис. 201 *в, г*). Векторы этого возмущения в северной полярной шапке направлены в среднем к полюсу при $B_y > 0$ и от полюса при $B_y < 0$. Эквивалентная токовая система будет иметь вид одного вихря с зональными токами, текущими либо против часовой стрелки ($B_y > 0$), либо по часовой стрелке ($B_y < 0$) приблизительно вдоль геомагнитных параллелей. Максимальная интенсивность этих возмущений (и соответственно токов) наблюдается в дневные часы на геомаг-

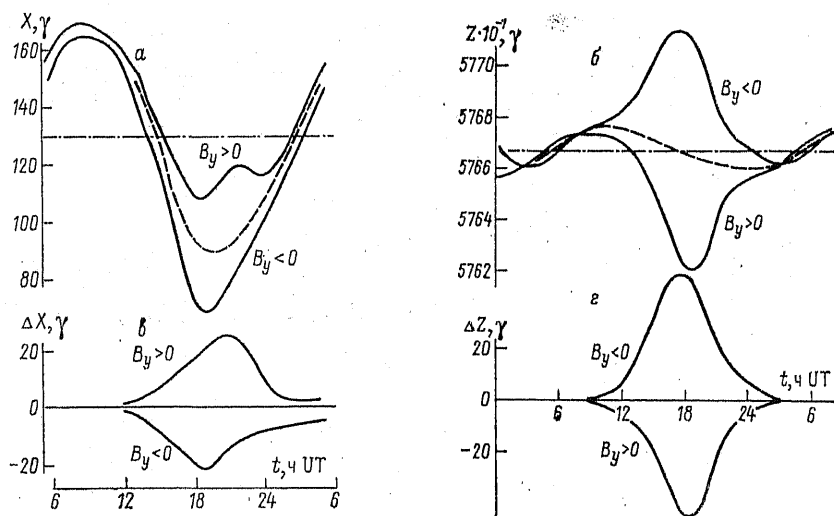


Рис. 201. Изменение X (*а*)- и Z (*б*)-составляющих магнитного поля на ст. Резольют-Бей и их отклонение от усредненной по всем дням вариации (*в, г*).

а, б: пунктир — усредненная вариация; штрихпунктир — уровень спокойного поля.

нитной широте $\sim 78 \div 80^\circ$ (см. рис. 199 б). Отмечена также четкая сезонная зависимость возмущения $DP4$.

Наложение такой системы зональных токов на токовую систему для $DP2$ -возмущений (при $B_z < 0$) будет приводить к усилению либо утреннего вихря токов ($B_y < 0$), либо вечернего ($B_y > 0$). Такие токовые системы были действительно получены Я. Фельдштейном с коллегами [46].

Следовательно, в северной полярной шапке ионосферное электрическое поле должно быть больше в вечерние часы, когда B_y отрицательна, и в утренние часы, когда B_y положительна. В южной полярной шапке должна наблюдаться обратная картина. Именно такое распределение электрических полей в полярных шапках было обнаружено Дж. Хеппнером при измерениях на спутникеOGO-6 [108]. Следовательно, B_y -компонента межпланетного поля также влияет на характер распределения электрических полей в шапке. Однако механизм такого влияния остается неясным. Возможное объяснение дает Д. Штерн на основе теории Т. Данжи в предположении, что при $B_y \neq 0$ происходит пересоединение перпендикулярных друг другу силовых линий межпланетного и геомагнитного полей [162]. В результате этого пересоединения межпланетное электрическое поле $E_z = -(\mathbf{v} \times \mathbf{B}_y)/c$ будет проектироваться вдоль силовых линий в полярные шапки таким образом, что его направления в разных полушариях окажутся противоположными (рис. 202). При смене знака B_y -компоненты межпланетного магнитного поля соответственно меняется знак поля E_z в полярных шапках.

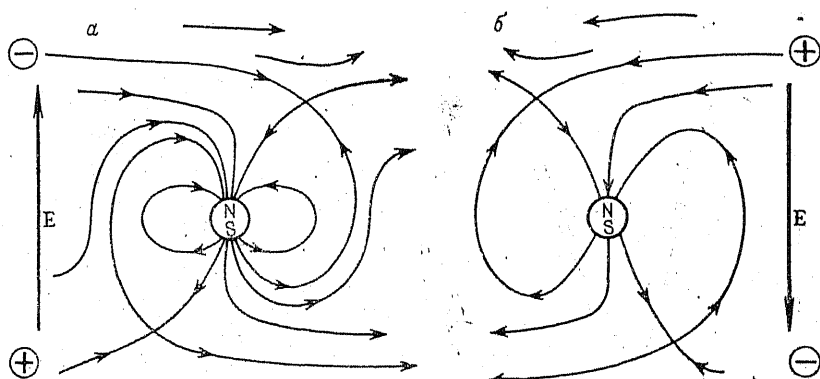


Рис. 202. Схема пересоединения силовых линий геомагнитного и межпланетного полей при $B_y \neq 0$ (в плоскости меридиана утро — вечер).

a — межпланетное поле направлено от Солнца; b — к Солнцу.

§ 6. Геомагнитные пульсации

Общая характеристика. Среди различных видов возмущений электромагнитного поля Земли особую группу составляют короткопериодические колебания, за которыми закреплено название соб-

ственно *геомагнитных пульсаций*. Геомагнитные пульсации характеризуются квазипериодической структурой и занимают диапазон частот от миллигерц до нескольких герц. По своей физической природе геомагнитные пульсации — это гидромагнитные волны, возбуждающиеся в магнитосфере Земли и в солнечном ветре, и этим они существенным образом отличаются от ранее рассмотренных медленных вариаций геомагнитного поля.

Геомагнитные пульсации были по существу первыми электромагнитными волнами, зарегистрированными учеными. На аномальное поведение геомагнитного поля обратил внимание около ста лет назад Б. Стюард при попытке повысить чувствительность своего магнитометра в обсерватории Кью под Лондоном. Однако прошло еще несколько десятилетий, прежде чем в 1912 г. немецкий магнитолог Г. Ангенгейстер, а затем уже и другие ученые заговорили о существовании в переменном электромагнитном поле Земли геомагнитных пульсаций. Трудности в обнаружении и детальном исследовании пульсаций были обусловлены в первую очередь их малой амплитудой. В средних широтах амплитуда колебаний обычно не превышает единицы, а для герцевого диапазона частот — долей гаммы. Лишь в зонах полярных сияний и полярной шапки амплитуда пульсаций может возрастать до десятков гамм, а для колебаний в миллигерцевом диапазоне — иногда и до сотен гамм. Трудности в регистрации пульсаций были преодолены, когда обратились к исследованию земных (теллурических) токов.

Дело в том, что благодаря сравнительно небольшому периоду этих вариаций они вызывают довольно значительные индукционные токи в верхних слоях земной коры, обладающих высокой проводимостью. Значительно проще производить исследование этих вариаций, наблюдая электрическую составляющую общего электромагнитного поля. Для этого достаточно было заземлить концы какого-либо провода, включив в него последовательно гальванометр с малым периодом собственных колебаний. Теория и опыт показали, что амплитуда колебаний тока в цепи гальванометра в этом случае будет пропорциональна амплитуде колебаний составляющей напряженности магнитного поля в направлении, перпендикулярном линии заземления проводников. Фаза же может быть несколько сдвинутой относительно фазы магнитного поля, но периоды колебаний остаются одинаковыми как для электрической, так и для магнитной составляющих.

Одной из первых работ в этом направлении была работа В. Троичкой [47]. В Советском Союзе она явилась началом систематического исследования геомагнитных пульсаций. В последующие годы как за рубежом, так и в Советском Союзе успехи в создании высокочувствительных магнитометров позволили изучать геомагнитные пульсации в полном объеме. Первые высокочувствительные приборы в нашей стране для этих целей были предложены Б. Брюнелли, они сразу же вошли в практику измерений [28]. В настоящее время широкое распространение получили приборы флюксометрического типа, позволяющие реализовать высокую чувствитель-

ность (до $0,001 \div 0,002 \gamma$) по существу во всем диапазоне периодов геомагнитных пульсаций [18]. Подобными приборами оснащаются сейчас обсерватории в Советском Союзе.

Систематическое изучение геомагнитных пульсаций в глобальном масштабе было начато в период Международного геофизического года (1957—1958 гг.) и продолжено еще в большем объеме в последующие годы. Развитие наблюдений на искусственных спутниках Земли позволило зарегистрировать геомагнитные пульсации не только на земной поверхности, но и в околоземном космическом пространстве. Эти исследования выявили многообразие различных видов пульсаций и показали большую значимость их изучения для понимания физики магнитосферы.

Важный шаг в исследовании физической природы пульсаций был сделан в 1942 г., когда Х. Альвен заложил основы магнитной гидродинамики. Бурное развитие физики плазмы позволяет в настоящее время переходить не только к качественным, но и к количественным построениям теории пульсаций. Сейчас уже очевидно, что генерация пульсаций связана с развитием кинетических и гидромагнитных неустойчивостей магнитосферной плазмы и плазмы солнечного ветра, а также с возбуждением резонансных процессов внутри магнитосферы. Возникая на больших высотах, геомагнитные пульсации переносят на поверхность Земли уникальную по разнообразию и полноте информацию о физических условиях в областях их генерации в космическом пространстве, а также на пути распространения к земной поверхности. Результаты исследований пульсаций свидетельствуют о том, что изменение параметров радиационных поясов, особенности взаимодействия магнитосферы с солнечным ветром, изменение конфигурации плазмопаузы, структуры хвоста магнитосферы (см. гл. 5) и другие процессы в той или иной мере сказываются на характере колебательного режима электромагнитного поля Земли. Поэтому регистрируемые на поверхности Земли и в космическом пространстве геомагнитные пульсации, отражая довольно локализованные процессы в магнитосфере, являются эффективным диагностическим инструментом для познания структуры и динамики процессов в магнитосферной плазме.

Велико прикладное значение регистрации пульсаций для изучения структуры земной коры и верхней мантии. С этой точки зрения они важны как источник естественных колебаний электромагнитного поля, вызывающих в верхних слоях земной коры индукционные теллурические токи. Измеряя одновременно колебания теллурических токов и магнитного поля, можно определить проводимость верхних слоев и их мощность.

Классификация. На 13-й Генеральной ассамблее Международного союза геофизики и геодезии, проходившей в 1963 г. в Беркли (США), была принята классификация геомагнитных пульсаций. Дальнейшие исследования геомагнитных пульсаций показали, что классификация нуждается в уточнениях и дополнениях, что и было сделано на 2-й Генеральной научной ассамблее Международной ассоциации геомагнетизма и аэрономии в 1973 г. в Киото

(Япония). Геомагнитные пульсации подразделяются на два класса: устойчивые P_c (pulsations continuous) и *нерегулярные* P_i (pulsations irregular). Для пульсаций P_c характерна в основном квазисинусоидальная форма и устойчивый режим колебаний. Пульсации P_i , как указывает их название, несут нерегулярный характер и зачастую имеют вид коротких всплесков колебаний с широким и нестационарным спектром частот.

Класс устойчивых пульсаций P_c охватывает весь диапазон быстрых колебаний с периодами приблизительно от 0,2 до 1000 с и в зависимости от периода делится на шесть типов: P_{c1} с $T = 0,2 \div 5$ с; P_{c2} с $T = 5 \div 10$ с; P_{c3} с $T = 10 \div 45$ с; P_{c4} с $T = 45 \div 150$ с; P_{c5} с $T = 150 \div 600$ с; P_{c6} с $T > 600$ с. Деление на типы произведено на основании физических и морфологических свойств пульсаций. Каждый тип пульсаций в известной степени характеризует их физическую природу.

Второй класс пульсаций — P_i , имеющих неправильную форму и тесно связанных с возмущениями магнитного поля, делится на три типа: P_{i1} с $T = 1 \div 40$ с; P_{i2} с $T = 40 \div 150$ с; P_{i3} с $T > 150$ с.

Однако установленные классификацией границы периодов для того или иного типа пульсаций несут в известной мере условный характер. Иногда пульсации могут иметь морфологические и генетические признаки принадлежности к определенному типу пульсаций, но диапазон периодов их колебаний оказывается вне указанных границ периодов, характерных для данного типа. Кроме того, внутри типа пульсаций P_{i1} и P_{i3} выделяют ряд подтипов пульсаций, имеющих разную физическую природу. Все это указывает на необходимость дальнейшего уточнения классификации по мере накопления сведений о морфологии и природе геомагнитных пульсаций.

Основные свойства. В настоящее время свойства геомагнитных пульсаций исследованы достаточно полно [10, 38, 39, 79, 113, 150, 171, 172]. Исключение составляет область высоких широт — приполюсная граница авроральной зоны и полярная шапка, где пульсации изучены еще слабо и новые эксперименты дают зачастую повод для пересмотра и дополнения сложившихся представлений о структуре поля пульсаций.

1. Устойчивые пульсации. На рис. 203 показана зависимость между периодами и средней амплитудой пульсаций для устойчивых типов колебаний. Ниже дадим краткое описание свойств этих пульсаций.

Пульсации P_{c1} несут характер либо отдельных, либо следующих друг за другом всплесков колебаний (рис. 204). На магнитограммах они часто имеют вид нанизанных на нить жемчужин. Поэтому для обозначения этого вида колебаний часто употребляется термин *жемчужины* [47]. Периодичность повторения всплесков жемчужин обычно составляет $1 \div 4$ мин. Продолжительность одной серии в среднем $10 \div 20$ мин. Отмечаются случаи повторяемости возбуждения серий жемчужин. Пульсации P_{c1} являются эллиптически-поляризованными колебаниями с амплитудой $\sim 0,01 \div 0,1 \gamma$.

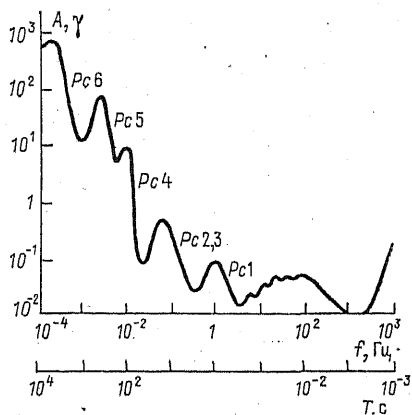


Рис. 203. Зависимость между периодом и средней амплитудой для пульсаций Pc .

4-5. X 1957 г., ст. Ловозеро

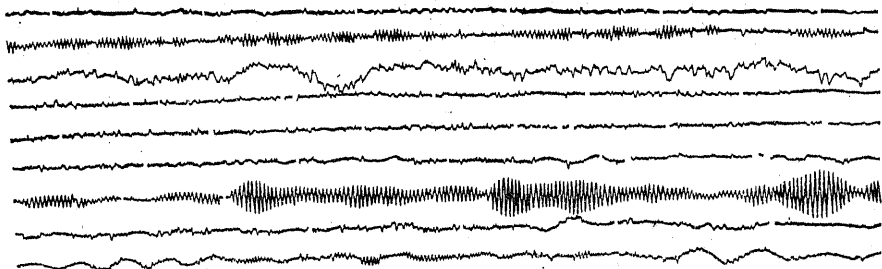


Рис. 204. Геомагнитные пульсации типа $Pc1$ («жемчужины»).

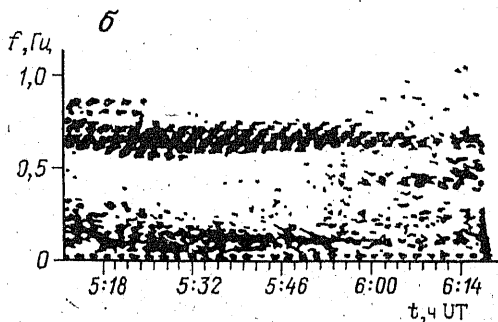
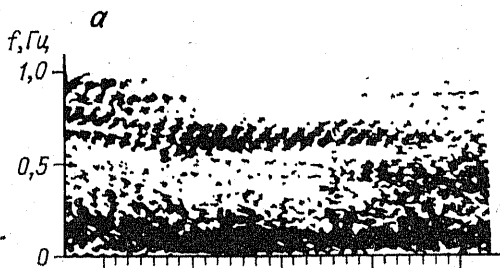


Рис. 205. Сонограммы пульсаций типа $Pc1$ на магнитосоприженных станциях Борок (а) и Кергелен (б).

Видна тонкая структура колебаний, состоящая из дискретных сигналов нарастающей частоты.

Исследование динамических спектров $Pc1$ свидетельствует о том, что всплеск колебаний состоит из дискретных сигналов нарастающей частоты — *гидромагнитных свистов* (рис. 205).

Интересная особенность жемчужин была отмечена при их регистрации в магнитосопреженных точках — огибающие сигналов сдвинуты по фазе друг относительно друга на 180° ; жемчужины появляются попеременно на противоположных концах силовых линий. Максимумы частоты появления $Pc1$ в средних и низких широтах приходятся на ночные и утренние часы, а в высоких широтах — на полуденное и послеполуденное местное время.

Частоты колебаний $Pc1$ близки к гирочастотам протонов вблизи экваториальной плоскости в области формирования DR -токов. Поэтому возбуждение жемчужин трактуется как результат развития кинетических неустойчивостей магнитосферной плазмы в указанном регионе. И в этом плане изучение параметров $Pc1$ открывает большие возможности для диагностики параметров магнитосферной плазмы по наземным данным.

Наряду с жемчужинами, имеющими дискретную структуру сигналов, в диапазоне $Pc1$ были зарегистрированы широкополосные непрерывные излучения, получившие название *гидромагнитных шипений*. Отличительная их особенность — продолжительный характер возбуждения: они длятся в течение нескольких часов в непрерывной шумовой полосе. В авроральных широтах гидромагнитные шипения чаще всего возникают в послеполуденные, а в средних широтах — в ночные часы местного времени. При этом период колебаний минимален в околополуденные часы и быстро возрастает перед восходом Солнца. Природа этого вида пульсаций исследована еще недостаточно [10, 113].

Пульсации $Pc2, 3$ ($T=5\div45$ с) — самые распространенные типы колебаний. Они наблюдаются на дневной стороне Земли иногда в течение многих часов. Максимально часто пульсации появляются в предполуденные часы. Возбуждение $Pc2,3$ наиболее характерно для возмущенных условий в магнитосфере ($K_p \geq 2$). При этом отмечается достаточно четкая обратная зависимость между периодами колебаний и степенью возмущенности геомагнитного поля: при возрастании K_p -индекса от 2 до 6 период пульсаций в среднем уменьшается от 40 до 10 с.

Пульсации $Pc2,3$, так же как и пульсации $Pc1$, представляют собой эллиптически-поляризованные колебания. Направление главной оси эллипса поляризации изменяется в течение суток: в околополуденные часы направление оси близко к меридиональному, в предполуденные часы наблюдается отклонение оси к западу, а в послеполуденные — к востоку от указанного направления.

Анализ пространственных характеристик пульсаций свидетельствует о наличии двух областей максимальных амплитуд пульсаций: $58\div60$ и $65\div68^\circ$ геомагнитной широты (рис. 206 а) [34]. Амплитуда пульсаций в области среднеширотного максимума обычно варьирует в пределах $0,5\div5\gamma$, в области высокоширотного

максимума она может достигать $10 \div 20 \gamma$. Максимальная величина амплитуды пульсаций наблюдается в околополуденные часы.

В настоящее время существуют разные точки зрения на природу пульсаций типа $Pc3$. Совпадение периода $Pc3$ с собственными частотами колебаний силовых линий геомагнитного поля в средних широтах позволило высказать предположение о резонансном возбуждении этих пульсаций. С другой стороны, близость частот колебаний $Pc3$ к гирочастотам протонов солнечного ветра позволяет говорить о их внемагнитосферном происхождении. Были высказаны также соображения о возбуждении $Pc3$ в результате развития неустойчивости границы магнитосферы (неустойчивость Кельвина — Гельмгольца). Таким образом, вопрос о физической природе $Pc3$ требует дальнейшего изучения.

Пульсации типа $Pc4$, в отличие от $Pc3$, возбуждаются при спокойных условиях в магнитосфере ($K_p \leq 2$). Колебания $Pc4$ в основном генерируются на восстановительной фазе магнитной бури в период распада DR -токов при небольших значениях D_{st} -вариации ($5 \div 20 \gamma$). Для $Pc4$, так же как и для $Pc3$, характерно наличие двух

максимумов в распределении амплитуд (рис. 206 б). Однако максимальная амплитуда, которая у $Pc4$ проявляется в более низких широтах (на $1-2^\circ$), у $Pc3$ достигается в средних широтах, а местоположение высокоширотных максимумов близко друг к другу. В средних широтах для $Pc4$ характерна амплитуда порядка нескольких гамм. Наибольшая частота генерации в этой области отмечается в околополуденные часы. В области достижения максимальной амплитуды ($5 \div 20 \gamma$, а в ряде случаев $50 \div 70 \gamma$) в высоких широтах генерация пульсаций наблюдается в основном в утренние часы ($03 \div 06$ ч LT).

Большая амплитуда пульсаций позволяет различить их на записях магнитограмм с обычной разверткой (20 мм/ч). Поэтому они были обнаружены еще в 1935 г. Е. Суксдорфом, который назвал их *гигантскими пульсациями* (Pg). Примером таких пульсаций могут служить пульсации, записанные в обсерваториях Абиско и Тромсё 12 сентября 1930 г. (рис. 207). Эти пульсации

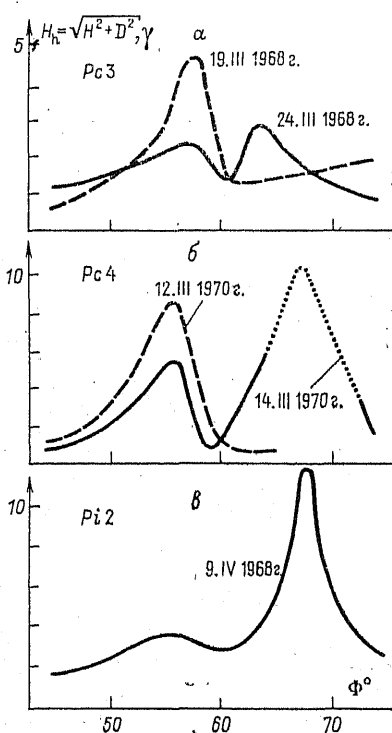


Рис. 206. Распределение амплитуд пульсаций типа $Pc3$ (а), $Pc4$ (б) и $Pi2$ (в) по меридиональному профилю.

наблюдаются и на ряде других станций. Детальное изучение пространственного распределения этих пульсаций показало, что район, на который распространяется действие этого явления, ограничивается радиусом не более 1000 км. Даже для таких гигантских пульсаций, как отмеченные в Тромсё (который находится на расстоянии не многим более 100 км от Абиско), амплитуды в несколько раз меньше, чем в Абиско. Большая локализация источника колебаний характерна также и для среднеширотной области генерации $Pc4$.

О физической природе пульсаций типа $Pc4$ высказаны соображения, аналогичные таковым о природе пульсаций типа $Pc3$. Кроме того, следует отметить, что совпадение времени возбуждения $Pc4$ с временем интенсивной диссипации DR -токов и обнаружение синхронного возбуждения геомагнитных пульсаций $Pc4$ и пульсаций полярных сияний с тем же периодом позволяет предположить, что возбуждение $Pc4$ может быть связано с процессами распада DR -токов.

Пульсации типа $Pc5$ генерируются в районе высокоширотной границы зоны полярных сияний. Среднее значение амплитуд пульсаций $50 \div 70 \gamma$, однако в период интенсивной возмущенности геомагнитного поля ($K_p \approx 5 \div 6$) их амплитуда может достигать $500 \div 600 \gamma$. Местоположение области максимальных амплитуд пульсаций зависит от возмущенности геомагнитного поля; при $K_p \approx 1 \div 2$ возбуждение $Pc5$ происходит на геомагнитных широтах $\sim 70^\circ$, а при $K_p \approx 5$ — на широтах $\sim 65^\circ$. При смещении источника $Pc5$ в более низкие широты период пульсаций уменьшается. Так, в интервале широт от 70 до 60° период пульсаций уменьшается от 500 до 200 с. Вместе с тем в каждом отдельном случае возбуждения пульсаций их период не зависит от местоположения точки наблюдения и определяется положением так называемого центра

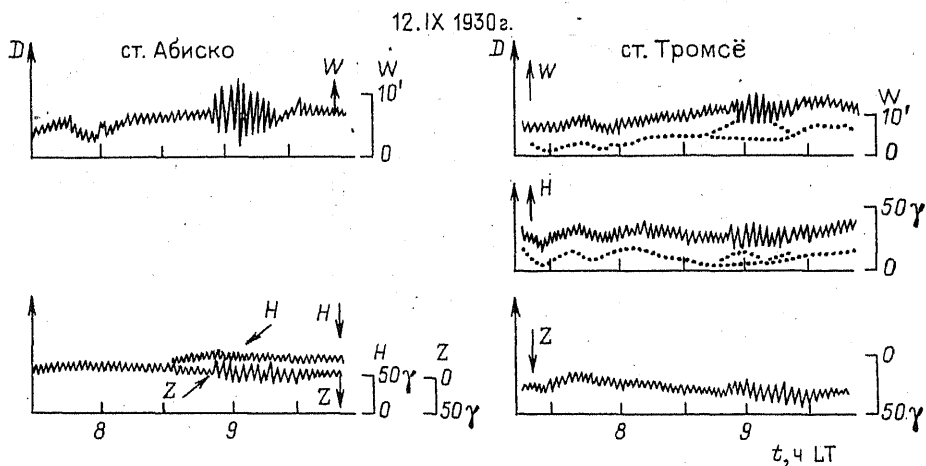


Рис. 207. Пульсации $Pc4$ (Pg), зарегистрированные в обс. Абиско и Тромсё.

$Pc5$, т. е. местоположением области максимальных амплитуд пульсаций [31]. За сутки отмечаются два случая учащения возбуждения пульсаций — в утренние и вечерние часы. При этом наиболее четко проявляется утренний максимум генерации пульсаций. Область возбуждения $Pc5$ в значительной степени локализована. Амплитуда пульсаций уменьшается на порядок на расстоянии в 30° по долготе и 5° по широте от центра $Pc5$.

Характерной особенностью колебаний $Pc5$ является их связь с развитием бухтообразных возмущений на ночной стороне магнитосферы, при этом центры $Pc5$ оказываются приуроченными к утреннему концу западного и вечернему концу восточного авроральных электроджетов. При одновременной регистрации риометрического поглощения космического радиоизлучения и пульсаций типа $Pc5$ обнаружены пульсирующие формы поглощения (рис. 208) [153]. Анализ эксперимента позволил высказать предположение о том, что генерация $Pc5$ — результат резонансных процессов (частоты колебаний $Pc5$ близки к собственным частотам колебаний силовых линий геомагнитного поля в высоких широтах) в области распада плазменных неоднородностей, дрейфующих в ночной части магнитосферы во время развития магнитосферных суббурь [11]. В то же время существует мнение, что возбуждение колебаний $Pc5$ происходит на границе магнитосферы при ее взаимодействии с солнечным ветром [113].

Пульсации типа $Pc6$ двух видов обнаружены в последние годы при регистрации геомагнитных возмущений в высоких широтах [15]. Возбуждение одного из видов длиннопериодных пульсаций, происходит в дневные, а другого — в ночные часы. Полагают, что генерация первого из них происходит на магнитопаузе, а второго — в хвосте магнитосферы. Детальное изучение пульсаций $Pc6$ только еще начинается.

2. Иррегулярные пульсации. Пульсации Pi всех видов характерны для возбужденных условий в магнитосфере. По существу пульсации Pi составляют микроструктуру суббури, и их генерация происходит в определенной последовательности в процессе развития суббури [38, 39, 174]. Хотя классификация подразделяет иррегулярные пульсации на три типа: $Pi1$, $Pi2$ и $Pi3$, в диапазонах периодов $Pi1$ и $Pi3$ можно уверенно выделить несколько ви-

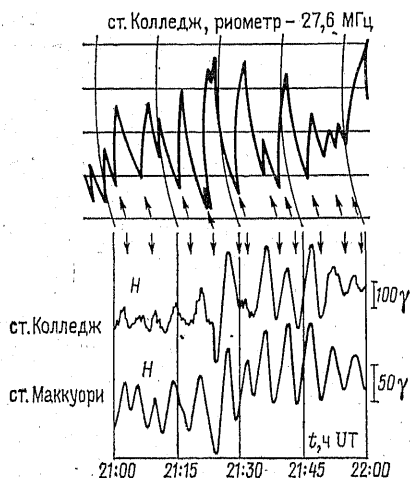


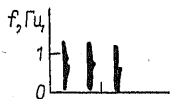
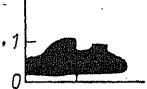
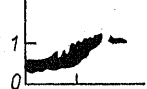
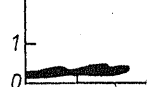
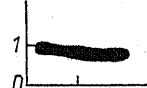
Рис. 208. Пульсации типа $Pc5$, зарегистрированные в обс. Колледж и на о-ве Маккуори, и пульсирующее риометрическое поглощение на $f=27,6$ МГц.

дов колебаний, существенно различающихся по своим физическим свойствам.

В табл. 25 приведены краткие сведения о разных видах пульсаций в диапазоне периодов колебаний $Pi1$.

ТАБЛИЦА 25

Некоторые свойства геомагнитных пульсаций в диапазоне периодов $Pi1$

Вид $Pi1$	Вид динам. спектра	Средняя амплитуда γ	Время возбуждения ч LT	Примечания
PiB		0,2	22-5	Часто сопровождается PiA
PiA, AiP, AA		0,3	2-8	Часто сопровождается PiB
КУП (IPDP)		0,1	16-1	Сопровождается структурными элементами $Pc1$
Шум с периодом 4 с		0,035	12-20 23-2	Обычно наблюдается летом
IPIP		0,5	14-16	Возможно вырожденные $Pc1$

Примечание. IPIP — колебания с увеличивающимся периодом, равным единицам секунд, и средней амплитудой в доли гаммы.

Пульсации PiB представляют собой всплески иррегулярных колебаний в диапазоне периодов менее 15 с. Этот вид пульсаций называют также короткими иррегулярными пульсациями Sip (short irregular pulsation). Генерация их происходит во время взрывной фазы суббури одновременно с пульсациями типа $Pi2$ на фоне развития лучистых пульсирующих форм полярных сияний. Спектральный состав PiB имеет вид шумового всплеска. Важная их особенность — различие спектрального состава колебаний в сопряженных точках. Это указывает на то, что источники пульсаций смещены относительно экваториальной области магнитосферы. В ходе развития взрывной фазы суббури генерация PiB наблюдается в виде единичного всплеска, либо группы всплесков колебаний с периодичностью 10÷15 мин. Такая вспышка колебаний может быть результатом поперечных колебаний хвоста магнитосферы [10].

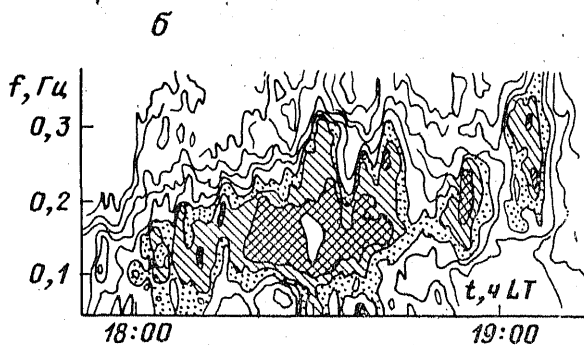
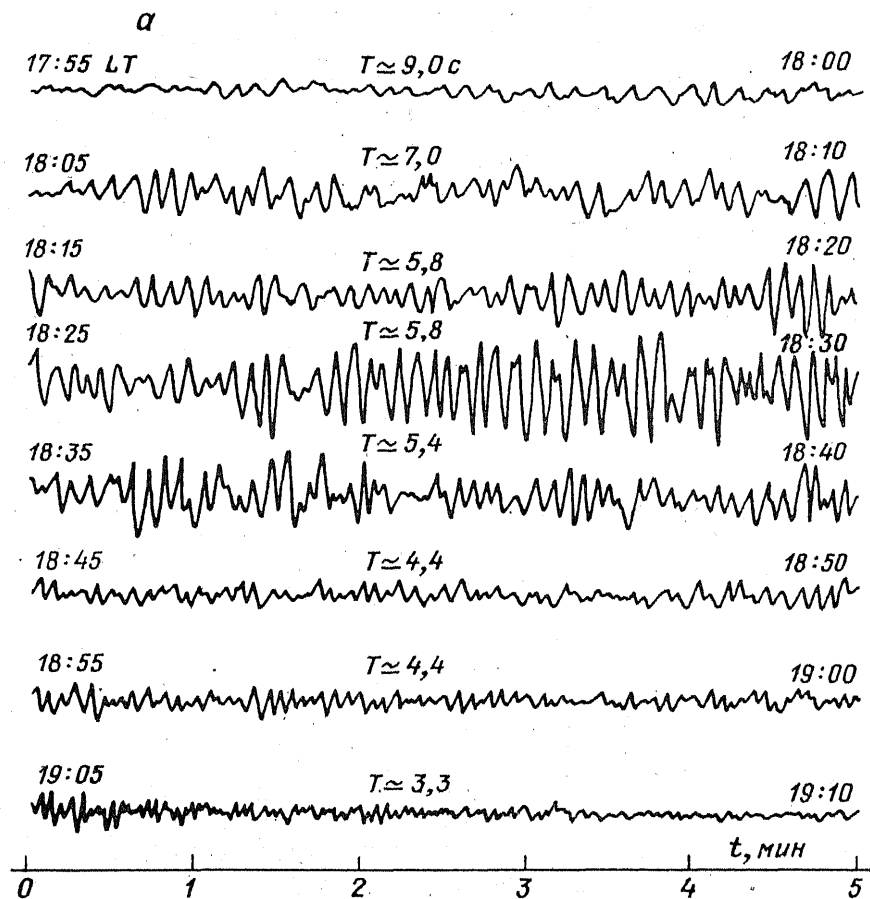


Рис. 210. Магнитограмма (а) и сонограмма (б) КУП, зарегистрированных в obs. Флин-Флон 22 августа 1966 г.

они имеют характерную форму затухающего цуга колебаний с периодом $60 \div 100$ с и продолжительностью $5 \div 10$ мин (рис. 211), что явилось причиной их первоначального названия — *цуги пульсаций* *Pt* (pulsations train), которое в ряде случаев употребляется и поныне. В условиях малой возмущенности поля ($K_p \approx 1 \div 2$) *Pi2* могут иметь каплеобразную форму с плавно нарастающей амплитудой. Они представляют собой, как правило, эллиптически-поляризованные колебания. Максимальной амплитуды пульсации достигают в авроральных широтах. Однако в субавроральных широтах вблизи плазмопаузы может наблюдаться второй максимум амплитуды *Pi2*, имеющий, правда, меньшую интенсивность. Всплеск *Pi2* является по существу затухающим импульсом взрывной фазы суббури, и в этом аспекте значение колебаний *Pi2* для развития суббури весьма важно. Во время взрывной фазы суббури может происходить генерация серии цугов *Pi2*, средний интервал времени между которыми составляет $10 \div 15$ мин. Источники *Pi2* приурочены к силовым трубкам геомагнитного поля, в которых происходит активизация авроральных явлений. При этом период колебаний *Pi2* определяется геомагнитной широтой дуг полярных сияний. Движение авроральных дуг отражается на изменении динамического спектра *Pi2*. Поэтому построение последних позволяет проследить изменение крупномасштабной структуры авроральной зоны, а также оценить величины электрических полей в магнитосфере, под воздействием которых происходят движения авроральных образований [39].

Пульсации типа *Pi3* ($T > 150$ с) были обнаружены в последние годы в высоких широтах во время суббури. В. Троицкая с коллегами по наблюдениям в obs. Восток, расположенной в Антарктиде в районе геомагнитного полюса, выявили существование длиннопериодных пульсаций, генерация которых происходит во время начала предварительной фазы суббури [173]. Период колебаний этих пульсаций, названных L_{pe} , лежит в пределах $4 \div 6$ мин, а об-

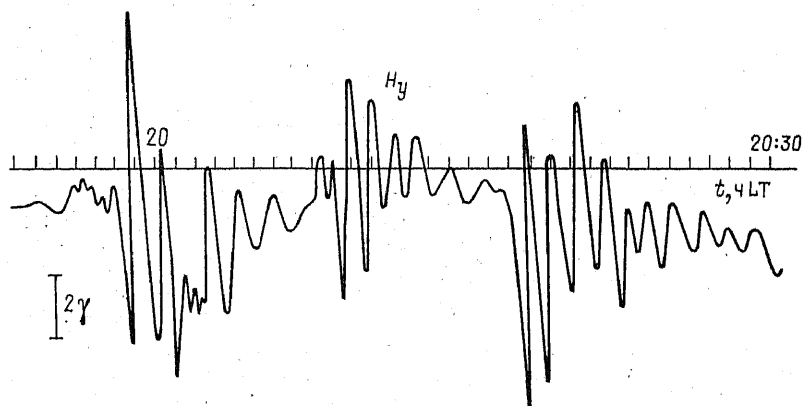


Рис. 211. Пульсации *Pi2*, зарегистрированные в obs. Борок 29 марта 1961 г.

ласть возбуждения ограничивается полярными шапками. Предполагается, что возбуждение этого вида пульсаций — результат развития неустойчивостей Кельвина — Гельмгольца на границе магнитосферы и что проникновение колебаний в глубь магнитосферы происходит в области дневного каспа. В высокоширотной части авральной зоны пульсации в диапазоне периодов $Pi3$ наблюдаются также и во время взрывной фазы суббури. Генерация их в эту фазу суббури связана с движущейся к полюсу выпуклостью полярных сияний, а также формированием расширяющейся к полюсу области их свечения. Возбуждение пульсаций протекает в широком диапазоне периодов — $100 \div 1500$ с. Внутри этого диапазона можно, по-видимому, выделить два поддиапазона, граница между которыми лежит около $400\text{—}600$ с. У колебаний с периодом $150 \div 400$ с наблюдается тенденция к росту периода в ходе развития суббури, а у колебаний с периодом $400 \div 600$ с часто прослеживается уменьшение периода. На существование пульсаций в первом из указанных поддиапазонов периодов обратил внимание О. Распопов с коллегами, предложив присвоить им название *полярных иррегулярных*

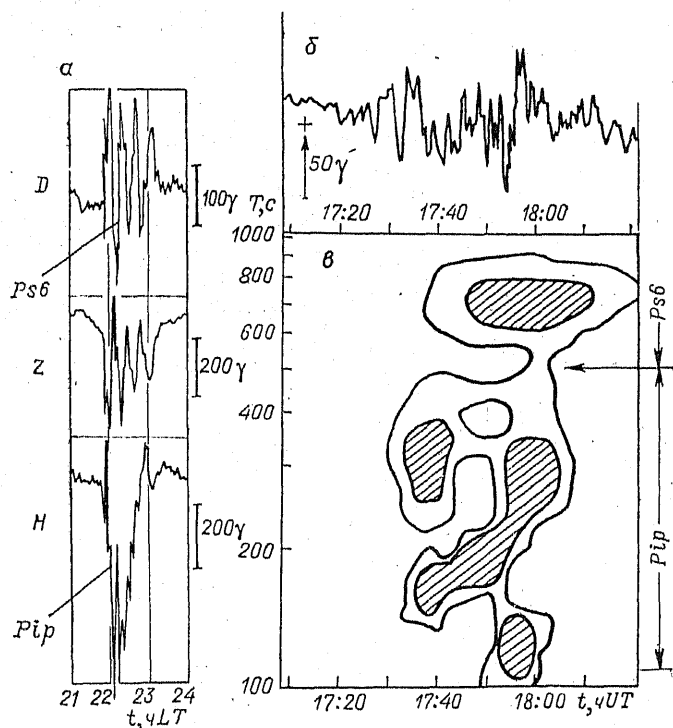


Рис. 212. Примеры пульсаций (а, б) и динамического спектра (в) пульсаций $Pi3$. а — магнитограмма obs. Колледж (D-, Z-, H-составляющие) 11. II 1963 г.; б — магнитограмма obs. о-ва Хейса 18 XI 1968 г.; в — динамический спектр (а, б) и динамический спектр (в) пульсаций $Pi3$ и $Pi6$ и диапазоны периодов, в которых они возбуждаются.

пульсаций *Pir* [40, 144]. Для колебаний с периодом более 600 с Г. Саито и др. [150] используют наименование *Ps6* (substorm pulsation). Максимальная амплитуда у пульсаций *Pir* наблюдается в момент прохождения выпуклости полярных сияний над пунктом наблюдений, что однозначно указывает место проекции источника *Pir* на земную поверхность. Колебания *Pir* прослеживаются во всех трех составляющих геомагнитного поля, пульсации *Ps6* наиболее четко регистрируются только в *D*- и *Z*-компонентах, а колебания с $T=6$ мин — в *H*-составляющей (рис. 212). На магнитограмме obs. Колледж в записях *D*- и *Z*-составляющих ясно видны колебания с $T=15$ мин (*Ps6*). В то же время в *H*-составляющей прослеживаются пульсации *Pir* с периодом около 3 мин. Отчетливо видна нестационарность спектра в диапазоне периодов менее 500 с и постоянство спектра с $T>500$ с. Указанные различия позволяют говорить о двух видах пульсаций *Pi3*, сопровождающих развитие суббури в ночном регионе магнитосферы: пульсации *Pir* с периодом 100÷400 с с характерной нестационарностью спектра и пульсации *Ps6* с $T>400÷600$ с постоянного спектрального состава.

Амплитуда пульсаций *Ps6* в среднем превышает амплитуду *Pir*. Однако для обоих видов пульсаций она составляет обычно десятки, а в отдельных случаях и сотни гамм.

§ 7. Развитие суббури в геомагнитных пульсациях

Мы уже подчеркивали, и по существу о том же свидетельствует проведенный выше анализ поведения иррегулярных пульсаций, — они являются атрибутом возмущенной магнитосферы, и их генерация происходит в определенной последовательности в течение суббури. Это и позволяет говорить об общей картине развития суббури в геомагнитных пульсациях, которая на основе современных данных о поведении пульсаций может быть представлена следующим образом (рис. 213) [38, 39, 174].

Предварительная фаза. В начальный момент предварительной фазы суббури, т. е. за 0,5÷1,5 ч до взрывной фазы ($t=-0,5÷1,5$ ч), в полярной шапке на дневной стороне наблюдается генерация высокоширотных длиннопериодных пульсаций (рис. 213 I). Область их возбуждения на земной поверхности совпадает с силовой трубкой геомагнитного поля, примыкающей к границе магнитосферы, т. е. находится вблизи проекции области дневного каспа на поверхность Земли. В то же время в полуночном секторе магнитосферы отмечается генерация всплесков *Pi2*, связанных с увеличением яркости спокойных авроральных дуг (см. гл. 4) и началом их движения к экватору. Таким образом, область генерации этих цугов *Pi2* совпадает с силовой трубкой геомагнитного поля, примыкающей к экваториальной границе ночного каспа.

В последующий период развития предварительной фазы суббури в ночном секторе магнитосферы наблюдается возбуждение гид-

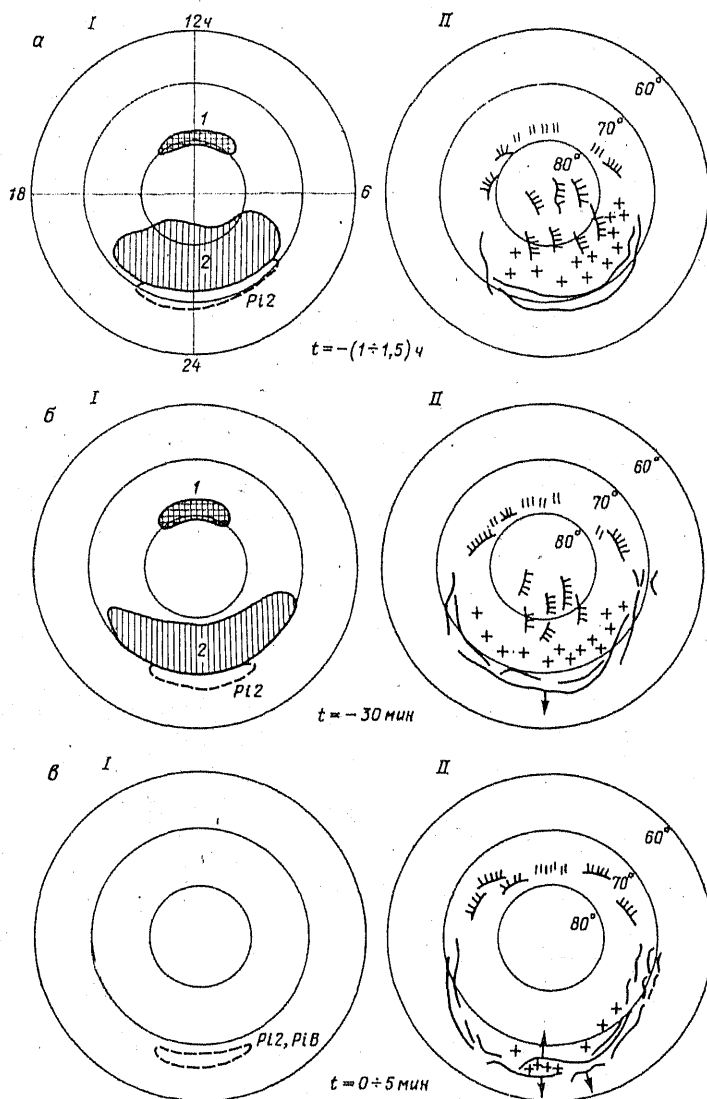
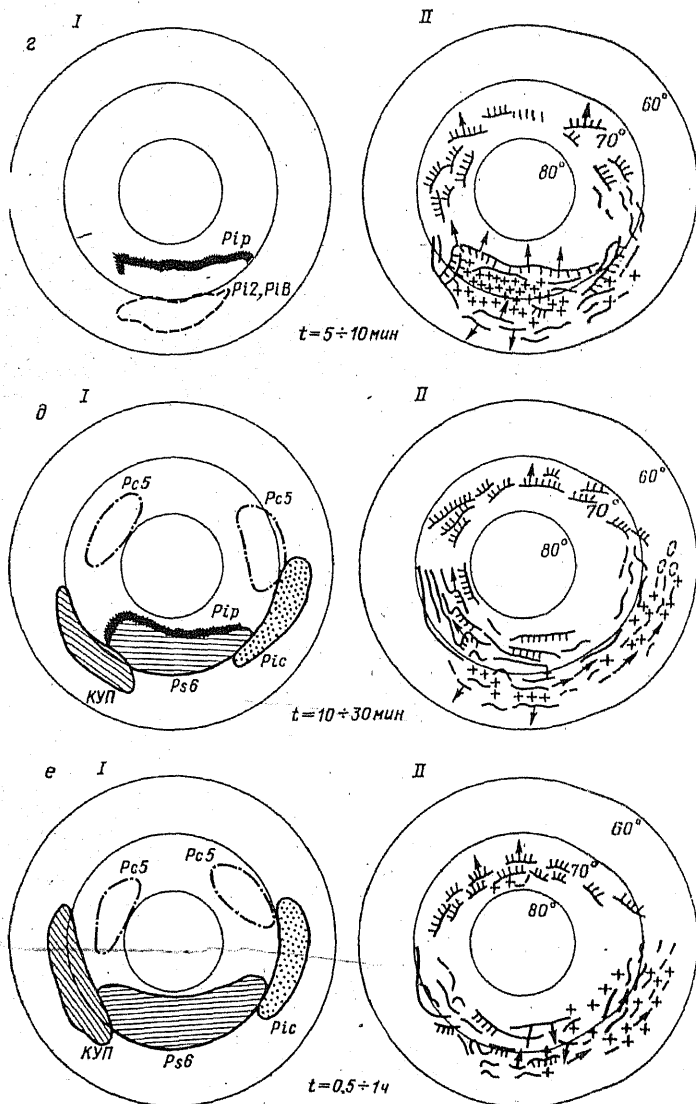


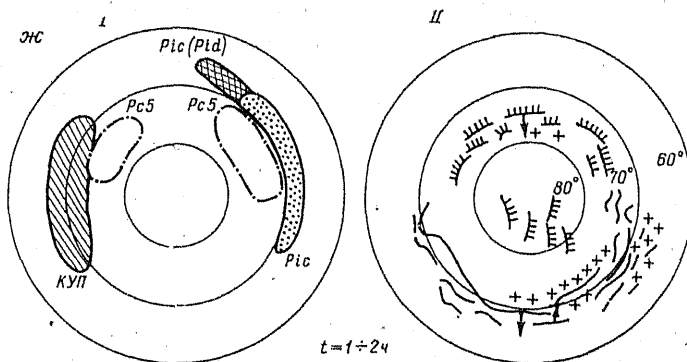
Рис. 213. Развитие суббур в геомагнитных пульсациях (I) и в полярных сияниях (II).

Области возбуждения пульсаций: 1 — длиннопериодных иррегулярных, 2 — соответствующих колебаниям хвоста магнитосферы; (см. продолжение рис.).



Продолжение рис. 213.

формы полярных сияний: волнистые линии — однородные дуги, крестикки — сияния, связанные с выпадением частиц из плазменного слоя, линии со штрихами — лучистые дуги, пуктир — пульсирующие сияния;
за $t=0$ принято время начала взрывной фазы суббури.



Продолжение рис. 213.

ромагнитных эмиссий с убывающим периодом, связанных с экваториальным движением спокойных авроральных дуг (отмечено стрелкой на рис. 213).

Взрывная фаза. В начальный момент взрывной фазы суббури (рис. 213 в—е) ($t=0 \div 10$ мин) происходит генерация всплеска $Pi2$, связанная с резким увеличением яркости авроральных дуг и образованием лучистых форм сияний. Одновременно с $Pi2$ наблюдается генерация всплесков PiB , составляющих микроструктуру $Pi2$.

В случае суббури умеренной и большой интенсивности отмечается четкое развитие движущегося к западу изгиба выпуклости в полярных сияниях. К движущейся к полюсу границе выпуклости и связанной с ней узкой токовой полосе, отрывающейся от основного электроджета, приурочена генерация иррегулярных пульсаций Pir ($Pi3$). Одновременно внутри выпуклости происходит генерация пульсаций $Ps6$ ($Pi3$). Вблизи экваториальной границы авроральной зоны располагается область пульсирующих форм сияний и, следовательно, область источников PiC . По мере развития взрывной фазы суббури область генерации PiC увеличивается и смещается в утреннюю сторону. В дневные часы непрерывный характер возбуждения PiC сменяется отдельными всплесками.

Помимо пульсаций PiC , с градиентным дрейфом электронных образований связана генерация устойчивых пульсаций $Pc5$. Источники этих пульсаций располагаются вблизи высокоширотной границы области развития авроральных явлений, так же как источники пульсаций Pir , однако смещены относительно них в утренний сектор магнитосферы. Рассмотренные области генерации PiC и $Pc5$ располагаются в области развития западного аврорального электроджета и, следовательно, отрицательных геомагнитных возмущений. При $K_p \geq 3$ отмечается отчетливое развитие восточного электроджета. К областям, где наблюдаются положительные геомагнитные возмущения, приурочены пульсации КУП. Область генерации КУП располагается к экватору от овала полярных сияний. Она приурочена к экваториальной границе протонных полярных

сияний, т. е. к субавроральной области. Генерация КУП начинается обычно через 5–10 мин после начала брейк-апа. Источники КУП располагаются в это время вблизи восточного конца электроджета. Затем в ходе развития взрывной фазы наблюдается дрейф источников КУП в сторону вечернего сектора магнитосферы. При этом в сторону полюса от области генерации КУП может наблюдаться шумовое излучение, близкое по природе с КУП в этой же полосе частот — неструктурированные $Pc1,2$. Однако период неструктурированных $Pc1,2$, в отличие от КУП, остается практически неизменным. Как КУП, так и неструктурированные $Pc1,2$ связаны с дрейфующими на запад протонными образованиями.

В предполуночном секторе в области развития западного электроджета могут наблюдаться колебания с увеличивающимся периодом, также связанные с излучением протонов.

В районе западного конца восточного электроджета (т. е. в вечернем секторе) у высокоширотной границы области развития авроральных явлений может наблюдаться генерация пульсаций $Pc5$.

Восстановительная фаза. В эту фазу суббури в утреннем секторе движущиеся к востоку пятнистые формы сияний сохраняются до конца фазы восстановления, и, следовательно, все это время наблюдаются связанные с ними пульсации PiC . При этом в полуденном секторе непрерывный характер пульсаций сменяется отдельными импульсными всплесками, что также связано с изменением структуры и интенсивности авроральных вторжений. Генерация пульсаций прекращается сначала в ночном, а затем уже в утреннем секторах магнитосферы.

Аналогично пульсациям PiC в вечернем секторе магнитосферы на фазе восстановления наблюдается генерация пульсаций КУП и неструктурированных $Pc1,2$. При этом область источников пульсаций продолжает смещаться к западу. В ряде случаев в дневном секторе может наблюдаться генерация пульсаций $Pc1$, связанных с распадом захваченных во время суббури геомагнитным полем протонных образований.

Суббури при малых K_p . В условиях слабой возмущенности геомагнитного поля ($K_p < 3$) картина развития суббури в микропульсациях носит несколько иной характер. Прежде всего следует заметить, что при малой интенсивности суббури часто не происходит развития восточного электроджета, или же его интенсивность бывает невелика. Кроме того, в этих условиях может не наблюдаться четкого развития выпуклости и движущегося на запад изгиба полярных сияний. В связи с этим генерация ряда видов микропульсаций, связанных с указанными явлениями, может не наблюдаться или протекать с небольшой интенсивностью.

Картина развития суббури в микропульсациях в условиях слабой возмущенности носит следующий характер. Взрывная фаза суббури начинается с генерации цуга $Pi2$. Эти цуги имеют обычно каплеобразную форму, а их продолжительность может достигать 10–15 мин. Всплески PiB , составляющие микроструктуру $Pi2$, имеют менее выраженный характер. В послеполуночном секторе маг-

нитосферы наблюдаются пульсации PiC . Эти пульсации могут не быть непрерывными, а представлять собой чередование импульсных всплесков колебаний. Область генерации PiC , а также отдельных импульсов ограничивается лишь послеполуночным и утренним секторами магнитосферы. У утреннего конца электроджета может наблюдаться генерация пульсаций $Pc5$.

Заканчивая рассмотрение картины суббури в микропульсациях, необходимо заметить, что во время развития отдельной суббури возможна генерация не одного, как принято в нашей схеме, а серии цугов $Pi2$ с периодичностью $\sim 10 \div 20$ мин. Цугам $Pi2$ сопутствует генерация PiB . Возбуждение $Pi2$ связано с активизацией авроральных процессов и развитием лучистых форм сияний. Генерация серии всплесков $Pi2$ и PiB заканчивается в течение взрывной фазы суббури. Следует также заметить, что предложенная выше картина не даст полного представления о всей сложности развития событий во время суббури и ее нужно рассматривать как некую схему с распределением ряда элементов, работа которых реализуется при выполнении определенных условий в магнитосфере. В этом плане размеры и местоположение областей генерации пульсаций до известной степени имеют приближенный характер, ибо они существенно зависят, особенно в утреннем и вечернем секторах, от интенсивности суббури и от общей возмущенности геомагнитного поля. Кроме того, на схеме отражено местоположение источников пульсаций, а не области их распространения. Не следует также забывать, что структура поля пульсаций во время суббури исследована далеко не полностью. Особенно много «белых пятен» в высоких широтах, в области полярных шапок, где систематическое изучение пульсаций начато сравнительно недавно. Новые исследования помогут уточнить и дополнить рассмотренную картину развития суббури в геомагнитных пульсациях.

ЯВЛЕНИЯ, СОПУТСТВУЮЩИЕ ГЕОМАГНИТНЫМ ВАРИАЦИЯМ

Как уже отмечалось, разложение потенциалов постоянного и переменного магнитных полей Земли в ряд по сферическим функциям позволяет утверждать, что часть этих полей создается источниками, находящимися вне Земли. Такими источниками могут быть лишь электрические токи, которые протекают в атмосфере или за ее пределами.

Предположение о наличии проводящей области в верхней атмосфере было высказано еще в XIX в. К. Гауссом (1839 г.), У. Томсоном (1860 г.), Б. Стюартом (1878 г.) для объяснения уже хорошо к тому времени изученных суточных вариаций геомагнитного поля. А. Кеннели и О. Хевисайд почти одновременно высказали предположение, что распространение радиоволн за пределы прямой видимости обусловлено их отражением от электропроводящего слоя.

§ 1. Ионосфера и ее свойства

Как будет показано ниже, электропроводность ионосферы зависит от таких ее параметров, как частоты столкновений частиц и их концентрация. В свою очередь распределение проводимости в ионосфере во многом определяет конфигурацию возникающих здесь токов, являющихся по современным представлениям источником большинства геомагнитных возмущений. С другой стороны, многочисленные наблюдения показывают, что во время геомагнитных возмущений происходят значительные изменения и в ионосфере. Таким образом, известные к настоящему времени факты свидетельствуют о тесной связи между геомагнитными возмущениями и физическими характеристиками ионосферы.

Образование ионосферы. Под воздействием ионизирующих излучений в верхней атмосфере происходят сложные физико-химические процессы: ионизация, ионно-молекулярные реакции и рекомбинация. Ниже мы рассмотрим подробнее роль этих процессов в образовании ионосферы.

Непосредственные измерения показывают, что химический состав атмосферы от поверхности Земли до высот ~ 100 км меняется мало. На больших высотах основные компоненты воздуха — азот и кислород — диссоциируют и вступают между собой в реакцию. Наряду с молекулярными ионами O_2^+ возникают атомные ионы O^+ , количество которых становится преобладающим начиная с высоты ~ 150 км. С высоты ~ 200 км начинается и диссоциация азота, приводящая к тому, что на высоте ~ 250 км количество атомных ионов N^+ превалирует над количеством ионов N_2^+ . На

рис. 214 показан средний химический состав ионосферы в дневное время в период минимальной солнечной активности по данным наблюдений, проведенных в течение Международного года спокойного Солнца [114].

Для ионизации молекул и атомов требуется вполне определенная энергия, величину которой можно выразить в электронвольтах ($1 \text{ эВ} = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ Дж}$) или характеризовать длиной волны кванта излучения, обладающего такой энергией. Энергия ионизации основных компонентов ионосферы имеет следующие значения (см. [125]):

Молекула (атом)	O_2	O	N_2	N	NO
$W, \text{ эВ}$	12,1	13,6	15,6	14,5	9,2
$\lambda, \text{ мкм}$	0,101	0,091	0,080	0,085	0,134

Все указанные длины волн соответствуют ультрафиолетовой части спектра излучения Солнца, на которую приходится ничтожно малая доля всей энергии, поступающей от Солнца: $\sim 10^{-6} \div 10^{-7}$. Поэтому даже весьма разреженный воздух на высотах ионосферы в состоянии полностью поглотить все способное к ионизации излучение.

Так как плотность и химический состав атмосферы меняются с высотой, то и количество ионов каждого вида, возникающих в результате фотоионизации при облучении видимым светом, должно меняться, достигая на некоторой высоте максимальной величины и затем уменьшаясь. Можно ожидать поэтому, что и общее распределение интенсивности образования ионов в зависимости от высоты будет несколько раз достигать максимальной величины в соответствии с количеством ионизируемых компонентов. Наблюдаемые в ионосфере концентрации ионов и электронов есть результат баланса между скоростью их образования в процессе ионизации и скоростью уничтожения вследствие рекомбинации и других процессов.

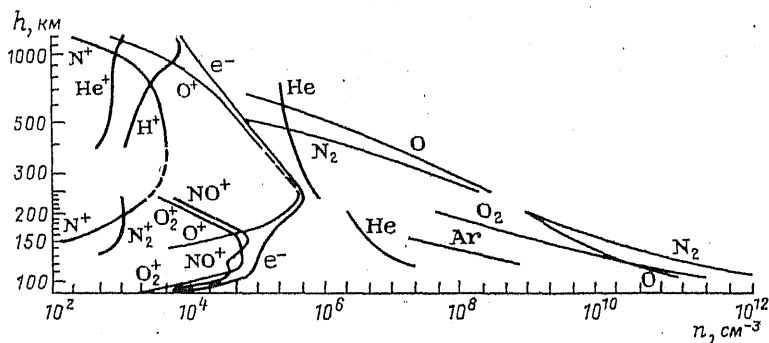


Рис. 214. Средний химический состав верхней дневной атмосферы.

Рекомбинация ионов происходит тем быстрее, чем больше плотность атмосферы. На высоте ~ 100 км равновесное состояние между процессами ионизации и рекомбинации устанавливается довольно быстро, и поэтому плотность ионизации (число свободных электронов в 1 см^3) должна являться функцией высоты Солнца над горизонтом, поскольку основным источником ионизации является коротковолновое излучение Солнца. На больших высотах вследствие малой плотности ионосферы происходит запаздывание процессов рекомбинации, поэтому распределение плотности ионизации сдвигается по фазе относительно изменения высоты Солнца.

Основное ионизационно-рекомбинационное уравнение, определяющее состояние ионосферы, как известно, имеет вид $dn_e/dt = q - q'$, где n_e — объемная концентрация электронов; q — количество электронов, образующихся вновь в течение 1 с под действием ультрафиолетового излучения в 1 см^3 ; q' — количество ионов, рекомбинирующих за то же время. Очевидно, что величина q пропорциональна интенсивности падающего монохроматического излучения W (т. е. количеству энергии, проходящей в течение 1 с через 1 см^2 поверхности, нормальной к излучению), количеству нейтральных частиц $n - n_e$ и обратно пропорциональна количеству энергии W_0 , необходимой на единичный акт ионизации, т. е.

$$q = \sigma (n - n_e) (W / W_0), \quad (11)$$

где σ — коэффициент фотопоглощения; n — количество нейтральных частиц в 1 см^3 в неионизированной атмосфере; n_e — количество электронов в 1 см^3 .

Для нахождения высоты слоя, где ионизация имеет максимальную величину, обратимся к уравнению (11), заменив в нем интенсивность падающего монохроматического излучения W интенсивностью излучения за пределами ионосферы. Для этого рассмотрим прохождение излучения под углом Z к вертикали через плоский слой атмосферы толщиной dh . Потеря энергии в таком случае будет $dW = \sigma (n - n_e) W \sec Z dh$. Интегрируя это уравнение в пределах от высоты h до бесконечности, получаем:

$$W = W_\infty \exp \left\{ -\sigma \sec Z \left[\int_h^\infty n dh - \int_h^\infty n_e dh \right] \right\}.$$

Подставив это выражение в уравнение (11), найдем

$$q = \sigma \frac{W_\infty}{W_0} (n - n_e) \exp \left\{ -\sigma \sec Z \left[\int_h^\infty n dh - \int_h^\infty n_e dh \right] \right\}.$$

Интегралы в показателе степени этого выражения представляют полное количество нейтральных частиц и электронов в столбе воздуха с площадью сечения 1 см^2 и высотой от уровня h до бесконечности. Нахождение q_{\max} и h_{\max} , на которой происходит максимальная ионизация, очень упрощается, если предположить, что

слой почти не ионизирован, т. е. если пренебречь величиной n_e . В таком случае

$$q = \sigma \frac{W_\infty}{W_0} n \exp \left(-\sigma \sec Z \int_h^\infty n dh \right). \quad (12)$$

Количество нейтральных частиц n в этом уравнении определяется по барометрической формуле:

$$n = n_0 \exp(-h/H_0) \quad (13)$$

(n_0 — концентрация нейтральных частиц на некотором начальном уровне), в которой постоянная H_0 , называемая *высотой однородной атмосферы*, имеет значение $H_0 = RT/(\mu g)$, где μ — молекулярный вес газа; R — газовая постоянная; g — ускорение свободного падения; T — абсолютная температура. Заменяя в уравнении (12) n его значением из формулы (13) и производя интегрирование в показателе степени, получаем:

$$q = \sigma n_0 \frac{W_\infty}{W_0} \exp[-h/H_0 - H_0 \sigma \sec Z n_0 \exp(-h/H_0)]. \quad (14)$$

Высота h_{\max} , на которой количество вновь образованных электронов q достигает максимального значения, находится из уравнения $dq/dh = 0$. Оно дает следующее значение h_{\max} :

$$h_{\max} = H_0 \ln \sigma n_0 H_0 \sec Z. \quad (15)$$

Из уравнения (13) следует, что количество нейтральных частиц на этой высоте достигает величины

$$n_{\max} = 1/(\sigma H_0 \sec Z). \quad (16)$$

Подставляя выражение для h_{\max} и n_{\max} в уравнение (14), получаем:

$$q_{\max} = W_\infty \cos Z / (W_0 H_0). \quad (17)$$

Заменив в уравнении (14) W_∞/W_0 на q_{\max} , а произведение $\sigma n_0 H_0 \sec Z$ на основании (15) на $\exp(h_{\max}/H_0)$, значение q на любой высоте можно выразить следующим образом:

$$q = q_{\max} \exp[-(h - h_{\max})/H_0 + \exp-(h - h_{\max})/H_0]. \quad (18)$$

Из этой формулы следует, что на больших высотах, когда $h \gg h_{\max}$, интенсивность ионообразования будет убывать с увеличением высоты, подчиняясь условию (13).

Действительно, при $h \gg h_{\max}$ слагаемым $\exp[-(h - h_{\max})/H_0]$ в показателе степени можно пренебречь, вследствие чего формулу (18) можно записать в виде

$$q = q_{\max} \exp(h_{\max}/H_0) \exp(-h/H_0) = Q \exp(-h/H_0),$$

где $Q = q_{\max} \exp(h_{\max}/H_0)$.

Так как Q — величина постоянная, то полученное выражение эквивалентно барометрической формуле (13). Такой закон убывания количества вновь образованных электронов с увеличением высоты соответствует убыванию плотности газа или количества частиц, подвергающихся действию ионизирующего излучения. При $h=h_{\max}$ величина q достигает максимального значения, а при дальнейшем уменьшении высоты величина q должна очень быстро упасть, значительно быстрее, чем по барометрической формуле, так как при $h < h_{\max}$ последнее слагаемое в показателе начинает быстро расти. Физически такое быстрое падение интенсивности ионизации с уменьшением высоты объясняется тем, что вся энергия падающего излучения почти целиком поглощается атмосферой. Максимальная величина интенсивности ионообразования, как видно из (16), пропорциональна косинусу зенитного расстояния Z .

Таким образом, рассмотрев только процессы ионизации в простейшей, однокомпонентной атмосфере, мы приходим к выводу о существовании слоя с максимальной величиной скорости ионообразования. Чтобы выяснить распределение концентрации электронов по высоте, т. е. структуру ионосферы, необходимо наряду с процессами ионообразования рассматривать и процессы рекомбинации.

Исследования показали, что наиболее эффективной является рекомбинация электронов с молекулярными ионами, появившимися в результате так называемых ионно-молекулярных обменных реакций типа $O^+ + N_2 \rightarrow NO^+ + N$.

Рассмотрим распределение электронов по высоте при фотохимическом равновесии такого типа. Для идеализированного случая, когда в результате фотоионизации образуются лишь атомарные ионы O^+ и электроны:

$$\frac{d[O^+]}{dt} = q - \gamma [O^+] [N_2],$$

$$\frac{dn_e}{dt} = q - \alpha_d n_e [NO^+], \quad [O^+] + [NO^+] = n_e.$$

Здесь γ — константа скорости ионно-молекулярной обменной реакции; α_d — константа скорости реакции диссоциативной рекомбинации; n_e , n_- — объемная концентрация электронов и отрицательных ионов соответственно. Последнее соотношение является условием нейтральности и справедливо в случае $n_e \gg [n_-]$. В условиях фотохимического равновесия справедливы следующие соотношения:

$$\begin{aligned} q - \gamma [O^+] [N_2] &= 0, \\ q - \alpha_d n_e [NO^+] &= 0, \\ [O^+] + [NO^+] &= n_e. \end{aligned} \tag{19}$$

Из последнего равенства следует, что $[NO^+] = n_e - [O^+]$, тогда из второго: $-[O^+] = (q - \alpha_d n_e^2) / (\alpha_d n_e)$. Подставив это равенство в пер-

вое выражение (19) и сделав некоторые преобразования, получим:

$$q = \frac{\alpha_d \gamma [N_2]}{\gamma [N_2] + \alpha_d n_e} n_e^2 = \alpha_{\text{eff}} n_e^2, \quad (20)$$

где $\alpha_{\text{eff}} = \alpha_d \gamma [N_2] / (\gamma [N_2] + \alpha_d n_e)$ — эффективный коэффициент рекомбинации.

Рассмотрим величину α_{eff} на разных высотах.

а) Большие высоты: $h = 300$ км; $[N_2] \approx 10^8$ см⁻³; $\alpha_d = 10^{-7}$ см⁻³/с; $\gamma = 10^{-11}$ см⁻³/с; $n_e = 10^6$ см⁻³. В этом случае

$$\alpha_{\text{eff}} \approx \frac{\alpha_d \gamma [N_2]}{\alpha_d n_e} = \frac{\gamma [N_2]}{n_e}, \quad q = \gamma [N_2] n_e = \beta n_e, \quad (21)$$

где $\beta = \gamma [N_2]$. На основании формулы (21) можно утверждать, что скорость рекомбинации линейно зависит от концентрации электронов.

б) Малые высоты: здесь $\gamma [N_2] \gg \alpha_d n_e$, тогда

$$\alpha_{\text{eff}} = \alpha_d \quad \text{и} \quad q = \alpha_d n_e^2. \quad (22)$$

Таким образом, на этих высотах зависимость q от электронной концентрации оказывается квадратичной.

Из уравнения (22) находим $n_e = \sqrt{q/\alpha_d}$, т. е. концентрация заряженных частиц должна быть пропорциональна \sqrt{q} . С другой стороны, величина q пропорциональна q_{max} , а следовательно, и $\cos Z$, вследствие чего суточное распределение концентрации должно определяться изменением $\sqrt{(\cos Z)}$ (рис. 215). На рисунке видно, что обе кривые изменяются одинаково, за исключением вечерних часов, когда равновесие, видимо, не успевает установиться, и изменение концентрации отстает от изменения $\sqrt{(\cos Z)}$.

В реальной атмосфере распределение заряженных частиц по высоте значительно отличается от полученного выше при рассмотрении идеализированного случая.

Структура ионосферы. В результате многочисленных экспериментальных исследований было установлено, что концентрация ионов и электронов в ионосфере распределена по высоте неравномерно: имеются области (или слои), где она достигает максимальной величины. Реальная ионосфера состоит из нескольких таких слоев, между которыми может не быть резких границ. Их положение и интенсивность регулярно изменяются в течение дня, сезона и 11-летнего солнечного цикла. Самый верхний слой носит название *слоя F* и отличается максимальной концентрацией электронов. Ночью он поднимается до 300—400 км, а днем раздваивается на слои *F1* и *F2* с максимальными величинами электронной концентрации на высотах соответственно 160÷200 и 220÷320 км. На высотах 90—150 км выделяют слой *E*, а ниже 90 км — слой *D*. Ночью на высотах, соответствующих слою *E*, может возникать так называемый спорадический слой *E_s*. Типичное вертикальное

распределение электронной концентрации в ионосфере показано на рис. 216. [17].

В настоящее время существует целый ряд методов исследования физических характеристик ионосферной плазмы в различных областях ионосферы. При этом некоторые методы универсальны, т. е. могут применяться для исследования любой области ионосферы, другие же — только при изучении отдельных ионосферных слоев.

Наиболее многочисленной является группа методов, основанных на приеме и измерении радиоволн, посылаемых с поверхности Земли, а также со спутников или ракет. Самым старым в этой группе является метод ионосферного радиозондирования, осуществляемый путем послышки серии импульсов с постепенно меняющейся частотой и измерения времени их пробега до отражающего слоя и обратно. Поскольку основные представления о структуре и параметрах ионосферы от нижней ее границы до главного максимума в распределении электронной концентрации были получены этим методом, рассмотрим его более подробно.

Интерпретация измеренных величин в радиометодах исследования ионосферы основана на сложной теории распространения электромагнитных волн через ионизированную среду при наличии магнитного поля Земли, подробное изложение которой можно найти в работах [8, 12, 41]. Здесь мы ограничимся элементарным рассмотрением.

Заряженная частица (в частности, электрон) в электрическом поле радиоволны, меняющемся по гармоническому закону $E = E_0 \exp(i\omega t)$, будет двигаться с ускорением, пропорциональным полю:

$$m_e (d^2 r_k / dt^2) = e E_0 \exp(i\omega t) = e E.$$

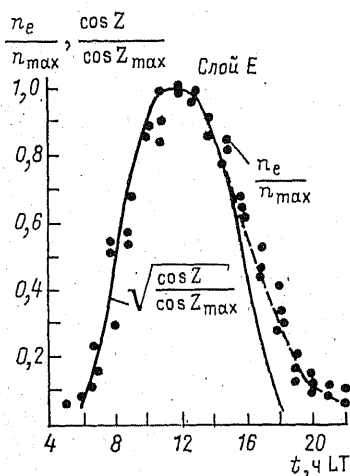


Рис. 215. Суточное изменение концентрации электронов и величины $\sqrt{\cos Z}$.

Пунктир — отношение n_e / n_{\max} .

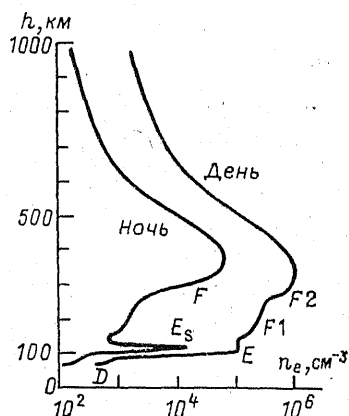


Рис. 216. Типичное вертикальное распределение электронной концентрации в ионосфере.

Здесь r_k — радиус-вектор любого электрона; m_e — масса электрона. Решение этого уравнения может быть записано как

$$r_k = -eE/(m_e \omega^2) + r_{k0}(t), \quad (23)$$

где r_{k0} — радиус-вектор электрона при отсутствии поля. Для ионов с массой m_i уравнение движения и его решение аналогичны при замене m_e на m_i . Плотность полного тока, вызванного движением зарядов, будет равна:

$$j = e \sum_k (dr_k/dt - dr_k^{(i)}/dt),$$

где dr_k/dt и $dr_k^{(i)}/dt$ — скорости электрона и иона соответственно.

Имея в виду гармоническую зависимость всех переменных от времени и то обстоятельство, что $D = \epsilon E$, а связь между током проводимости и электрическим полем подчиняется закону $j = \sigma E$, можно записать:

$$\begin{aligned} j = j_{\text{пр}} + i\omega P &= \left(\sigma + i \frac{\epsilon - 1}{4\pi} \omega \right) E = i \frac{\omega}{4\pi} (\epsilon' - 1) E = \\ &= e \sum_k \left(\frac{dr_k}{dt} - \frac{dr_k^{(i)}}{dt} \right), \end{aligned}$$

где $j_{\text{пр}}$ — ток проводимости; P — поляризация плазмы. При подстановке уравнения (23) и аналогичного выражения для $r_k^{(i)}$ в последнее уравнение, ясно, что $\sigma = 0$ и

$$P = \frac{\epsilon - 1}{4\pi} E = e \sum_k (r_k - r_k^{(i)}) = - \frac{e^2 E}{\omega^2} \left(\frac{n_e}{m_e} + \sum_l \frac{n_{il}}{m_{il}} \right),$$

так как $\sum_k (r_k^{(0)} - r_k^{(i)(0)}) = 0$, поскольку в отсутствие поля $P = 0$. Таким образом,

$$\epsilon = 1 - \frac{4\pi e^2}{\omega^2} \left(\frac{n_e}{m_e} + \sum_l \frac{n_{il}}{m_{il}} \right),$$

где под n_{il} понимается концентрация ионов любого знака с массой m_{il} . Влияние более тяжелых по сравнению с электронами ионов обычно очень мало, и поэтому, считая их неподвижными, можем записать:

$$\epsilon = 1 - 4\pi [n_e e^2 / (m_e \omega^2)]. \quad (24)$$

Здесь n_e — концентрация электронов с массой m_e и зарядом e ; ω — круговая частота электромагнитной волны.

Скорость распространения электромагнитных волн в среде, обладающей диэлектрической проницаемостью, как известно, выражается формулой $v = c/\sqrt{\epsilon}$. Поэтому, заменяя в его выражением (24), получаем:

$$v = c / \sqrt{1 - 4\pi (n_e e^2 / m_e \omega^2)}. \quad (25)$$

Таким образом, скорость распространения радиоволн в ионосфере оказывается зависящей от концентрации электронов и круговой частоты электромагнитной волны: она тем больше, чем больше n_e и чем меньше ω . Если радиоволна не монохроматическая (т. е. не чисто синусоидальная), то выражение (25) есть скорость отдельной компоненты излучения или отдельной фазы, и называется поэтому *фазовой скоростью*. В случае, когда монохроматическая радиоволна снизу входит в слой, в котором концентрация зарядов n растет с высотой, скорость будет тоже расти с высотой. Если фронт волны при этом не строго горизонтален, то верхняя часть его будет двигаться быстрее нижней, и волна начнет поворачиваться, отклоняясь от нормали к слою до тех пор, пока по симметричной

траектории не уйдет вниз. Угол, на который повернется волна или луч, можно найти, зная величину скорости v и угол падения α , так как отношение синуса угла преломления к скорости в соответствующей среде есть величина постоянная. Так, например, для того чтобы луч мог отклониться от нормали к поверхности слоя на 90° , а следовательно, и отразиться, необходимо, чтобы угол падения α удовлетворял соотношению $\sin \alpha = c/v = \sqrt{\epsilon}$. Отсюда следует, что полное отражение волны, направляемой вертикально вверх ($\alpha = 0$), должно произойти на высоте h , где $\epsilon = 0$, т. е. там, где выполняется соотношение $\omega^2 = 4\pi n_e e^2 / m_e$. Следовательно, частота радиоволны, при которой происходит отражение,

$$f = \sqrt{n_e e^2 / (\pi m_e)}. \quad (26)$$

Это условие связывает частоту отраженной волны с концентрацией заряженных частиц на высоте h , где произошло отражение. Предположив, что проводимость ионосферы создается электронами, масса которых $m_e = 9,1 \cdot 10^{-28}$ г, уравнение (26) можно записать в виде $n_e = 1,24 \cdot 10^{-8} f^2$.

На принципе радиозондирования была создана ионосферная станция, которая позволяет фиксировать на диаграмме время пробега радиоволны до отражающего слоя и обратно.

Программирующее устройство в нужный момент запускает передатчик, модулированный импульсным генератором, так что через каждую сотую долю секунды (или несколько сотых) он излучает короткую серию радиоволн продолжительностью в несколько десятков микросекунд. Каждый раз при включении генератора одновременно с ним включается и развертка времени, заставляющая луч на экране индикатора равномерно двигаться вверх. По мере работы ионосферной станции частота передатчика меняется, и за время около $1/4$ мин проходит весь диапазон измерений, обычно ограниченный пределами 1—20 МГц. В то же время блок развертки частоты вырабатывает напряжение, смещающее луч на экране индикатора в горизонтальном направлении на величину, пропорциональную частоте. Приемник изменяет яркость луча осциллографа, так что он вспыхивает в момент приема сигнала. На экране осциллографа при этом возникает диаграмма, на которой лучом, движущимся снизу вверх, отмечается время, прошедшее от момента излучения до момента приема радиоволны, или время пробега радиоволны до отражающего горизонта и обратно. Полученную картину можно рассматривать как диаграмму, изображающую время пробега до отражающего горизонта в зависимости от частоты. Эту диаграмму и называют *ионограммой*. Ось ординат на диаграмме градуируется в единицах длины волны, а высоты, получаемые по такой диаграмме, называют *действующими высотами*. Для удобства расшифровки ионограмм одновременно с разверткой времени и частоты вырабатываются марки времени или дальности и частоты. Чаще всего эти марки ставятся через 1/1500 с или 100 км и через 1 МГц.

Действующая высота, снимаемая с ионограммы, получается умножением времени пробега на скорость света. В действительности же радиосигнал распространяется со скоростью, называемой *групповой*, отличной от скорости света. Групповая скорость представляет собой скорость распространения интерференционного максимума. Короткая серия радиоволн, излучаемых передатчиком, не может быть монохроматической. Ограниченность сигнала во времени создает дополнительные частоты, результатом воздействия которых и будет истинная форма сигнала. Сигнал будет наблюдаться там, где фазы разных волн совпадут, и движение сигнала поэтому будет соответствовать движению участка совпадения фаз разных волн. Если отдельная радиоволна описывается уравнением $E = E_0 \exp[i\omega(t - x/v)]$, где x — путь, проходимый волной, то участок совпадения фаз будет характеризоваться условием

$$\omega(t - x/v) = \text{const} \quad (27)$$

при изменяющихся ω и v . Поэтому, если дать приращения переменным $d\omega$ и dv , то, дифференцируя уравнение (27), получаем $t d\omega - x d(\omega/v) = 0$, откуда $t/x = (d/d\omega)(\omega/v)$. Величина $x/t = u$ и представляет собой групповую скорость перемещения интерференционного максимума. Следовательно, $1/u = (d/d\omega)(\omega/v)$. Под-

ставляя вместо скорости v ее значение из формулы (25) и выполняя дифференцирование, найдем, что

$$u = c [1 - 4\pi n_e e^2 / (m_e \omega^2)]^{1/2}. \quad (28)$$

Групповая скорость волны в ионизированном газе оказывается меньше скорости света и в момент отражения падает до нуля. Действующая высота, даваемая ионосферной станцией, следовательно, всегда меньше истинной, но если известен характер изменения n_e с высотой, например с помощью ионосферного зондирования, то может быть найдена связь действующей высоты с истинной.

В качестве примера на рис. 217 дана ионограмма. Нижняя жирная прямая на этой ионограмме представляет след, прочерченный прямым сигналом. Кривые над осью абсцисс являются результатом отражения от верхних слоев ионосферы. Кривая, имеющая ординату 100 км и абсциссы в пределах от 1 до 5 МГц, есть результат отражения от слоя на высоте около 100 км. Кривая, ей параллельная, с ординатой, в два раза больше, очевидно, представляет собой результат двойного отражения от того же самого слоя.

Кривые с абсциссами от 3,5 до 9 МГц, ординаты которых явно не являются кратными ординатами первой кривой, должны быть приписаны отражающим слоям с действующими высотами 230 и 370 км. След, находящийся над ними на удвоенной высоте, опять представляет собой результат двукратного отражения.

Слой, находящийся на высоте 100 км и отражающий в данном случае радиоволны с частотами от 1 до 3,5 МГц, называется *E-слоем* ионосферы. Судя по виду ионограммы, действующая высота этого слоя остается постоянной для всех частот в интервале от 1 до 3,5 МГц, и, следовательно, концентрация электронов возрастает очень быстро, достигая $1,5 \cdot 10^5 \text{ см}^{-3}$. На ионограмме отражения с высоты 100 км прослеживаются и далее до частот 5 МГц, причем

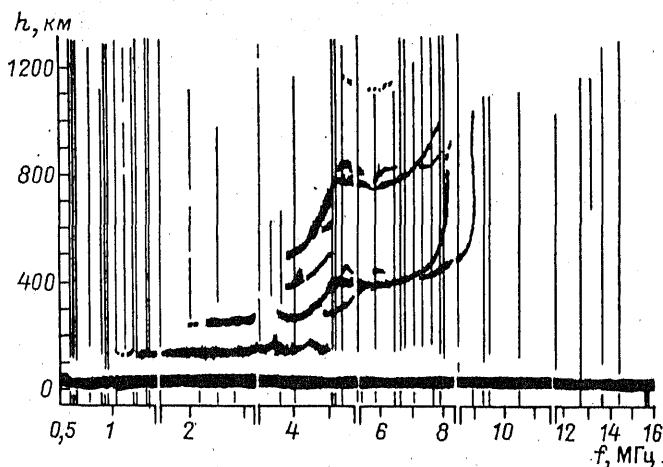


Рис. 217. Пример ионограммы.

Объяснения см. в тексте.

на участке $3,5 \div 5$ МГц отражения принимаются как с высоты 100, так и с высот > 200 км. Очевидно, что слой на высоте 100 км подобен полупрозрачному зеркалу. По-видимому, здесь имеются области с высокой концентрацией электронов, способные отразить высокие частоты, а между ними расположены области более низкой концентрации, по которым волны проходят до следующего отражающего горизонта. Так как такая структура наблюдается далеко не всегда, то рассматриваемое образование получило название *спорадического E-слоя*. Слой, расположенный над ним, это слой $F1$, а слой, расположенный на нашем графике на участке $5 \div 9$ МГц, — слой $F2$. Каждый след на ионограмме от этих слоев со стороны высоких частот ограничен областью резкого возрастания действующих высот, и соответствующая ему частота называется *критической частотой данного слоя*. Участку пологого подъема кривой на диаграмме соответствует рост концентрации n_e с ростом высоты; критической частоте соответствует максимальная для данного слоя концентрация.

Вблизи максимума любая функция меняется медленно с изменением аргумента, поэтому и концентрация остается почти постоянной в некотором интервале высот. Волна, частота которой близка к критической, на этом интервале будет двигаться с весьма малой групповой скоростью, вследствие чего ионосферная станция будет регистрировать отражения от слоя, действующая высота которого велика. Частотам $5 \div 8$ МГц, отмеченным в нашем случае как критические для слоев $F1$ и $F2$, соответствуют концентрации $3 \cdot 10^5$ и $8 \cdot 10^5 \text{ см}^{-3}$.

На участках крутого подъема высот слоев $F1$ и $F2$ (со стороны больших частот) следы на экране осциллографа раздваиваются. Это явление, аналогичное двойному лучепреломлению в кристаллах, вызвано действием на ионосферу постоянного магнитного поля Земли.

Точный расчет показывает [41], что выражение (24) для этого случая усложняется, принимая вид

$$\epsilon = 1 - \frac{\omega_{0e}^2}{\omega^2} \left(1 - \frac{\omega_T^2}{2(\omega^2 - \omega_{0e}^2)} \pm \sqrt{\frac{\omega_T^4}{4(\omega^2 - \omega_{0e}^2)^2} + \frac{\omega_L^2}{\omega^2}} \right)^{-1}, \quad (29)$$

где

$$\omega_{0e}^2 = 4\pi \frac{n_e e^2}{m_e^2}; \quad \omega_T = \frac{eB}{m_e c} \sin \theta; \quad \omega_L = \frac{eB}{m_e c} \cos \theta; \quad (30)$$

θ — угол между направлением распространения радиоволны и магнитным полем Земли B . Легко видеть, что при $B=0$ формула (29) переходит в формулу (24).

Величина ω_{0e} , входящая в формулу (29), обычно называется *плазменной частотой*, так как в плазме (т. е. в ионизированном, но в целом нейтральном газе) при смещении электронов относи-

тельно равновесного состояния обратное возвращение их к равновесию будет сопровождаться колебаниями с частотой ω_{0e} . Величина

$$\omega_H = eB/(mc), \quad (31)$$

проекциями которой являются ω_t и ω_L , называется *циклотронной частотой* и представляет собой угловую скорость движения электрона вокруг силовых линий магнитного поля. Следовательно, ω_t и ω_L — это циклотронные частоты вращения электрона, вызванные соответственно поперечной и продольной по отношению к направлению распространения радиоволны составляющими магнитного поля.

Из уравнения (29) видно, что при $\omega = \omega_{0e}$ $\epsilon = 0$, так как в знаменателе этого уравнения второе и третье слагаемые будут при $\omega \rightarrow \omega_{0e}$ возрастать, причем разность между ними (если квадратный корень взять со знаком плюс) будет стремиться к нулю. Следовательно, $\omega = \omega_{0e}$ является одним из корней уравнения, при котором происходит отражение. Остальные его корни найдем, приравняв выражение (29) к нулю. После несложных преобразований уравнение приводится к виду $\omega^2 + \omega - \omega_{0e} = 0$. Решение его дает четыре корня, из которых имеющими смысл являются лишь два положительных:

$$\omega_1 = \omega_H/2 + \sqrt{\omega_H^2/4 + \omega_{0e}^2} \quad \text{и} \quad \omega_2 = -\omega_H/2 + \sqrt{\omega_H^2/4 + \omega_{0e}^2}.$$

Таким образом, волна с частотой ω , идущая вверх, отразится от областей, концентрация заряженных частиц в которых удовлетворяет одному из трех условий: $\omega = \omega_{0e}$, $\omega = \omega_1$, $\omega = \omega_2$.

Радиоволна, отразившаяся от слоя, где выполнено первое условие, называется *обыкновенной волной*; ее частота связана с концентрацией зарядов соотношением (30). Второе условие требует меньших величин ω_{0e} и концентраций зарядов, и если концентрация растет снизу вверх, то второе условие будет выполнено раньше первого. Соответствующая ему волна отразится от слоя с меньшей высотой. Такая волна получила название *необыкновенной*. Третьему условию соответствует так называемая *z-компонента*, которая отражается от слоя, расположенного выше, чем область отражения обыкновенной волны. Эта волна обычно не наблюдается, так как при горизонтально-слоистой ионосфере она должна пройти через область, где $\omega = \omega_{0e}$. Однако в этой области, как было отмечено, волны распространяться не могут. Наблюдаться z-компонента может лишь в высоких широтах, где в силу близости направления магнитного поля к вертикальному ω мала по сравнению с ω_L , вследствие чего при $\omega = \omega_{0e}$ ϵ не обращается в нуль, т. е. исчезают или ослабляют свое действие условия, приводящие к образованию обыкновенной волны. По сравнению с ω_{0e} ω_H очень мала, поэтому $\omega_1 \approx \omega_{0e} + \omega_H/2$. В таком случае по разности критических частот необыкновенного и обыкновенного лучей ω_{0e} может быть опреде-

лена масса заряженной частицы, так как $\omega_1 - \omega_{0e} = \omega_H/2 = = eB/(2m_e c)$. При напряженности земного поля $\sim 0,5$ Э, когда носителями зарядов являются электроны, масса которых $m_e = = 9 \cdot 10^{-28}$ г, разность частот $\omega_1 - \omega_{0e}$ составляет около 0,7 МГц. Если носителями зарядов были бы только ионы, то величина расщепления была бы в тысячи раз меньше. Найденная таким образом величина разности частот очень близка к получаемой из ионограммы (см. рис. 217). Это указывает на то, что носителями отрицательного заряда в слое F2 являются электроны.

Как уже говорилось, действующая высота h' зависит от групповой скорости распространения радиоимпульса и, следовательно, от электронной плотности на всех высотах. Таким образом, вычисление по ионограмме (иначе называемой $h'(f)$ -кривой) распределения электронной концентрации по высоте ($n_e(h)$ -кривой) представляет собой весьма сложную задачу. Наличие магнитного поля Земли, с одной стороны, еще более усложняет эти расчеты, а с другой — делает принципиально возможным исключение некоторых неопределенностей благодаря использованию данных наблюдений по обыкновенной и необыкновенной волнам.

Ионосферное зондирование с поверхности Земли дает представление о характере изменения концентрации электронов с высотой на восходящих ветвях кривой участка, где концентрация растет с высотой, и не дает никаких сведений о характере нисходящих ветвей. Рассмотрение механизма образования так называемого *простого ионосферного слоя* создает впечатление, что выше уровня максимальной величины концентрации электронов должен наблюдаться ее спад, подчиняющийся экспоненциальному закону. Лишь после анализа материала наблюдений, полученного при помощи спутников и ракет, удалось установить, каким образом в действительности происходит этот спад. Первые сведения о ходе электронной концентрации выше максимумов были получены при наблюдениях моментов «радиовосхода» и «радиозахода» первых спутников, запущенных в СССР в 1957 г. [9].

Наличие ионизированных слоев создает рефракцию радиоволн. Там, где концентрация электронов растет с высотой, радиолуч будет обращен своей вогнутостью к Земле, там, где она падает, вогнутость будет направлена от Земли. Вследствие этого «радиовосход» спутника (т. е. начало приема его сигналов) произойдет в момент, когда спутник пересечет конус, образованный радиолучами, вышедшими в горизонтальных направлениях из точки приема (рис. 218). Так как раствор этого конуса зависит от показателя преломления того участка, который находится под слоем с максимальной концентрацией, то по величине конуса слышимости на разных высотах можно составить полное представление о форме луча, т. е. о показателе преломления на всех высотах.

Может быть применен более быстрый способ анализа, если на ракете или спутнике работают два передатчика, питаемые от одного генератора таким образом, что частоты этих передатчиков ω_1 и ω_2 кратны между собой или же кратны некоторой третьей частоте и сдвиг фаз между ними остается постоянным.

Время, затраченное на пробег обеих волн с высоты h до Земли, равно

$$t_1 = \int_0^h dh/v_1, \quad t_2 = \int_0^h dh/v_2.$$

Заменяя v_1 и v_2 их выражением (25) при $\omega = \omega_1$ и $\omega = \omega_2$, найдем, что разность времен пробега определится из соотношения

$$\Delta t = t_2 - t_1 = \frac{1}{c} \int_0^h \left(\sqrt{1 - \frac{4\pi n_e e^2}{m_e \omega_2^2}} - \sqrt{1 - \frac{4\pi n_e e^2}{m_e \omega_1^2}} \right) dh,$$

и если излучаемые частоты намного больше плазменной частоты ω_{0e} , то

$$\Delta t = [2\pi e^2 / (cm_e)] \left(\frac{1}{\omega_1^2} - \frac{1}{\omega_2^2} \right) \int_0^h n_e dh.$$

Приведя путем умножения или деления частот обе принятые волны к одной частоте и заставив их интерферировать, можно по характеру биений судить об изменении сдвига фаз между ними и, следовательно, определить разность времен пробега Δt . Зная же Δt как функцию высоты ракеты, можно найти полный профиль $n_e(h)$.

Данная задача может быть решена и еще одним способом: при прохождении радиоволны сквозь ионизированный газ происходит поворот плоскости поляризации, причем величина поворота на единицу пути зависит от концентрации электронов, от компоненты напряженности поля вдоль луча и от частоты. Наблюдая поворот плоскости поляризации как функцию высоты, можно найти также распределение концентрации с высотой.

Начиная с 1962 г. проводятся эксперименты по зондированию ионосферы сверху с помощью компактной ионосферной станции, установленной на борту спутника. На рис. 219 приведена спутниковая ионограмма и рядом с ней ионограмма, полученная при зондировании ионосферы с поверхности Земли почти одновременно и почти в том же месте.

Исследование нижней ионосферы представляет собой более сложную задачу по сравнению с исследованием областей E и F . Большинство радиометодов исследования области D ионосферы основано на том факте, что она поглощает радиоволны из-за столкновений электронов с молекулами газа. Наиболее простым из них является метод, основанный на измерении поглощения космического радиоизлучения. Уровень космического радиоизлучения, приходящего на Землю, меняется в зависимости от направления в про-

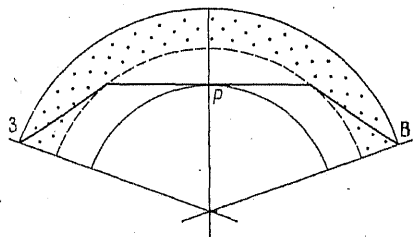


Рис. 218. Схема траектории радиоволны в момент «радиовосхода» (В) и «радиозахода» (З) спутника.

P — точка наблюдения.

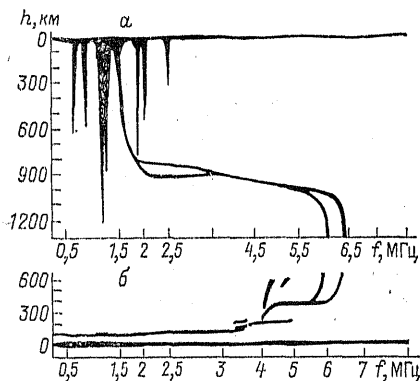


Рис. 219. Ионограмма, полученная при зондировании с поверхности Земли и со спутника «Алуэтт-1» над ст. Порт-Стэнли (52° S, 58° W) 2 января 1963 г. в ~11 ч LT.

a — по оси ординат расстояние от спутника до отражающего слоя; b — высота над поверхностью Земли.

странстве. Чтобы определить величину поглощения в ионосфере, необходимо сравнить уровень космического радиоизлучения в данный момент времени с его величиной в такое же звездное время, но при отсутствии поглощения. Существуют методы расчета изменения концентрации электронов с высотой по результатам измерения поглощения космического радиоизлучения на нескольких частотах [42, 43]. Следует отметить также метод частичных отражений, основанный на измерении слабых отражений радиосигналов от небольших неоднородностей в ионосфере, и метод, основанный

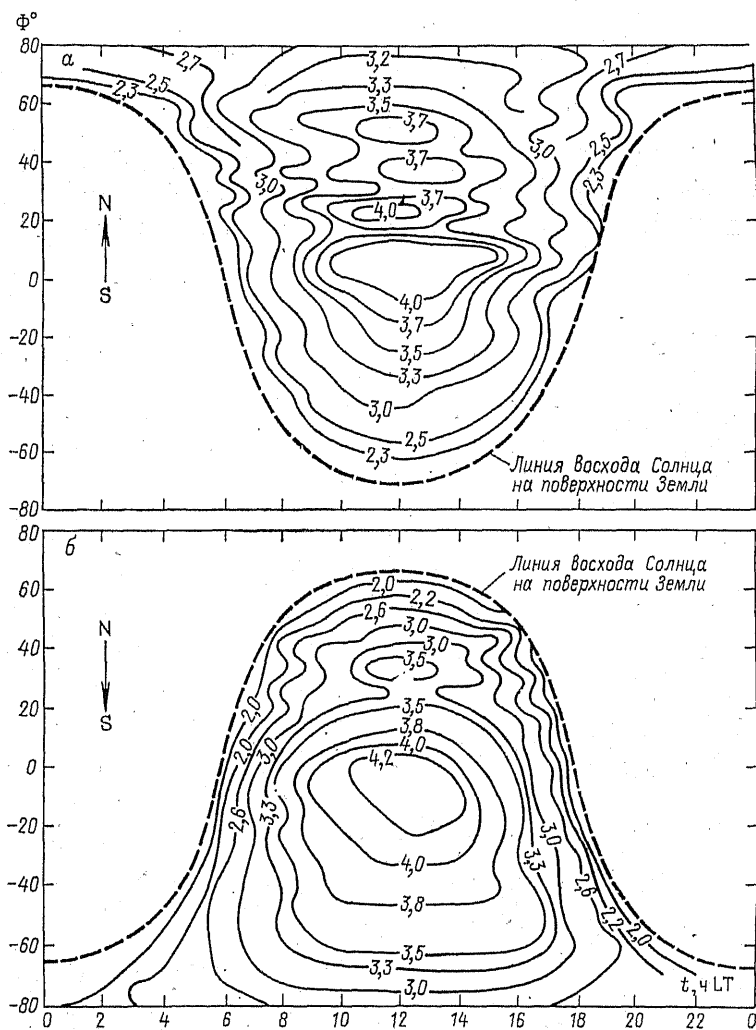


Рис. 220. Изменение критических частот слоя E в июне (а) и декабре (б) 1946 г.

Цифры у кривых — частота в мегагерцах.

на нелинейном явлении в ионосфере, явлении перекрестной модуляции радиоволн [42, 43]. Самым современным наземным методом исследования ионосферы является метод некогерентного рассеяния. Он основан на классическом томсоновском рассеянии электромагнитных волн на отдельных электронах. В случае рассеяния на отдельных электронах мощность отраженной волны прямо пропорциональна электронной концентрации. С помощью мощного радиолокатора этим методом можно измерить электронную концентрацию в любой области ионосферы и выше, вплоть до нескольких радиусов Земли.

С большинством методов исследования ионосферы более подробно можно ознакомиться в обзорных работах [42, 43].

Регулярные вариации ионосферных параметров. Вид ионограмм зависит как от широты места наблюдения, так и от времени суток, года и от изменения цикла солнечной активности. Колебания параметров в зависимости от местного времени и от широты могут быть представлены картами, аналогичными приведенным на рис. 220, где даны изменения критических частот слоя E в июне (а) и декабре (б) 1946 г. как функции местного времени и широты или, что то же, широты и долготы, отсчитываемых от полуночного меридиана [15*]. Значения критических частот нанесены только для участков Земли, освещенных Солнцем, на теневой стороне слой E отсутствует. В соответствии с изменением освещенности мест α с наибольшим значением критических частот слоя E смещаются в июне к северу от экватора, в декабре — к югу. Критические частоты слоя E испытывают довольно правильные колебания, достигая максимальной величины в полдень и уменьшаясь по мере приближения ко времени восхода или захода Солнца. В ночные часы слой E не наблюдается. Летом величины критических частот слоя E больше, чем в эти же часы зимой. Суточное изменение всех основных характеристик ионосферы — критических частот слоев E , F_1 и F_2 и высот этих слоев в средних широтах — представлено на рис. 221. Из него видно, что высота слоя E практически не меняется.

Слой F_1 существует только в дневное время, сливаясь, как это видно из рис. 221, в ночное время со слоем F_2 . Высота слоя F_1 понижается днем и растет к вечеру и к утру. Слой F_2 существует

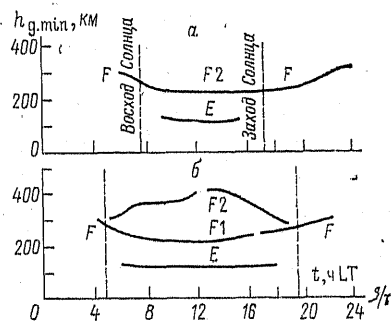


Рис. 221. Суточное изменение высоты слоев E , F_1 и F_2 в средних широтах в июне (б) и декабре (а).

$h_{д. min}$ — минимальная действующая высота.

непрерывно, зимой его критическая частота резко возрастает с восходом Солнца, который на высоте слоя начинается несколько раньше, чем на Земле. К концу дня критическая частота слоя падает, однако скорость ее падения меньше скорости возрастания, наблюдаемой в начале дня. Летом в середине дня отмечается небольшое понижение критической частоты, и такого значительного возрастания ее, как зимой, нет. В дневное время высота слоя F_2 уменьшается зимой и возрастает в летние месяцы.

Геомагнитные возмущения и возмущения в ионосфере. Вспышки на Солнце сопровождаются резким повышением уровня рентгеновского и ультрафиолетового излучений, выбросом энергичных частиц, что приводит к особым нерегулярным явлениям в ионосфере, называемым *возмущениями в ионосфере*.

Геомагнитные возмущения, как уже отмечалось в предыдущей главе, представляют собой весьма сложную совокупность явлений. Теория геомагнитных бурь (см. гл. 5) носит предварительный характер, и это затрудняет изучение связей геомагнитных возмущений с возмущениями в ионосфере.

Возмущения в ионосфере впервые наблюдали Е. Эпплтон и Л. Ингрэм [66]. Ими были отмечены изменения электронной плотности и высоты максимальной ионизации слоя F_2 . В результате многочисленных исследований было установлено, что распределение ионизации в ионосфере значительно искажается в период геомагнитных бурь. Вариации параметров ионосферы являются сложной функцией высоты, геомагнитной широты, местного времени, сезона, времени от начала геомагнитного возмущения и т. д. Рассмотрим наиболее характерные возмущения в ионосфере.

Хорошо известен факт нарушения радиосвязи во время геомагнитных бурь. Наиболее характерно это явление для высоких широт, особенно в окрестностях авроральной зоны. Оно является результатом воздействия на нижние слои ионосферы рентгеновского и ультрафиолетового излучений и потоков вторгающихся частиц высоких и средних энергий.

В настоящее время возмущения в нижних слоях ионосферы принято делить на три типа. *Внезапное ионосферное возмущение (SID)* наблюдается вслед за солнечной вспышкой и вызвано внезапным усилением ультрафиолетового и мягкого рентгеновского излучений. Эти излучения обладают достаточно высокой проникающей способностью и создают избыточную ионизацию в нижней ионосфере. Вследствие того, что в этой области частота столкновений электронов с нейтральными частицами велика, дополнительная ионизация приводит к существенному увеличению поглощения коротких (0,5–20 МГц) радиоволн. Типичные для этого явления изменения критических частот и высоты слоев показаны на рис. 222. В геомагнитном поле в этот момент наблюдается характерное возмущение в виде «крючка» (кроше), т. е. кратковременное и сравнительно небольшое отклонение всех элементов земного магнетизма от нормы. Вызвано это возмущение внезапным изменением проводимости в области ионосферных токов.

Поглощение радиоволн, длящееся от нескольких часов до нескольких суток и наблюдаемое в полярных шапках (областях, ограниченных авроральным овалом), называют *поглощением типа полярной шапки* (ППШ). Оно начинается через несколько часов после солнечной вспышки и значительно раньше, примерно на сутки, возникновения геомагнитной бури, вызванной этой вспышкой. Магнитные возмущения при этом, как правило, не наблюдаются. Это объясняется тем, что данный тип ионосферных возмущений связан с проникновением в полярную ионосферу высокоэнергичных частиц, в основном протонов, с энергией порядка нескольких мегаэлектронвольт. Плотность потока частиц недостаточно велика, чтобы вызвать заметные изменения проводимости в области ионосферных токов.

Особый тип поглощения радиоволн, наблюдаемый в авроральной зоне и возникающий в результате инжекции магнитосферной плазмы в ионосферу, называется *авроральным блэк-аутом*. Этот тип поглощения связан с определенными типами полярных сияний. Следует указать также, что во время геомагнитных возмущений в авроральной зоне отмечается появление спорадического слоя E.

В слое F2 во время геомагнитных бурь наблюдаются сильные возмущения, вызванные потоками вторгающихся частиц, воздействием крупномасштабных электрических полей, деформацией магнитосферы. Эти факторы приводят к появлению диффузности, спорадических образований и отклонению ионосферных параметров от

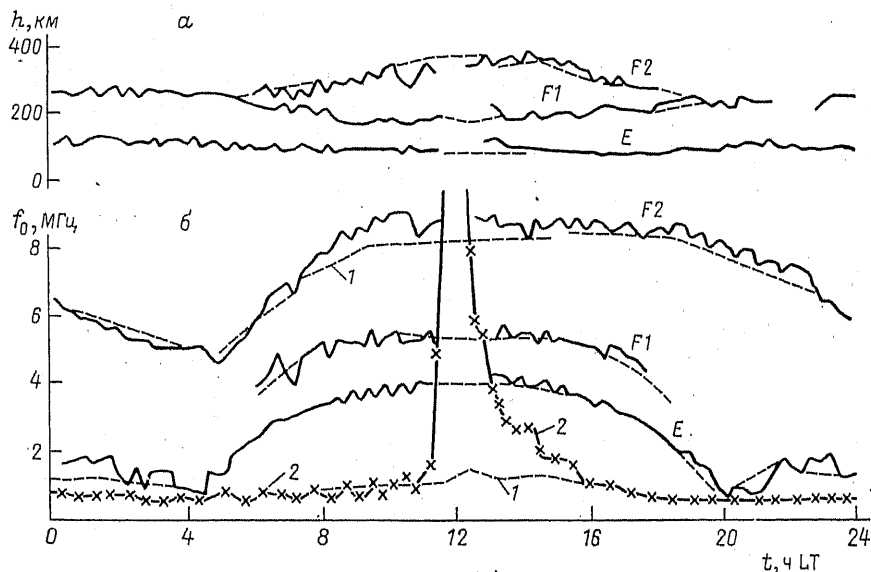


Рис. 222. Изменения высоты ионосферных слоев (а) и критических частот (б) в течение дня при вспышке на Солнце.

1 — среднее значение за 6 дней; 2 — минимальные частоты отражений.

спокойного состояния. В настоящее время для объяснения наблюдаемых возмущений в области $F2$ предложено несколько механизмов, и среди них тепловое расширение ионосферы, увеличение коэффициентов скорости реакций с ростом температуры, изменение состава, электромагнитный дрейф ионосферной плазмы.

Одной из характерных особенностей слоя $F2$ в средних широтах является существенное понижение электронной концентрации на высотах ниже уровня максимальной концентрации электронов с одновременным увеличением ее выше этого уровня. При этом, как показывают спутниковые измерения [109], полное содержание электронов в ионосфере уменьшается во время геомагнитных возмущений. Одновременно увеличивается концентрация электронов в верхней ионосфере в низких широтах. Начало всех этих ионосферных возмущений совпадает с началом главной фазы геомагнитной бури.

Увеличение электронной концентрации в низкоширотной ионосфере во время геомагнитных бурь нельзя объяснить, не принимая во внимание глобальную циркуляцию верхней атмосферы, возникающую в результате интенсивного разогрева в полярных областях. Восходящие и нисходящие потоки, возникающие при циркуляции, могут изменять распределения по высоте молекулярных ионов N_2^+ и O_2^+ , определяя процессы их возникновения и уничтожения.

Ионосферные возмущения в области $F2$ в высоких широтах протекают очень сложно. Вдоль овала полярных сияний под действием вторгающихся потоков заряженных частиц происходит сильная ионизация. Полярный электроджет является источником джоулевого разогрева и связан с электрическими полями, которые могут вызывать электромагнитный дрейф заряженных частиц в ионосфере, что, в свою очередь, в результате столкновений заряженных частиц с нейтральными, может привести к возникновению нейтрального ветра.

Следует отметить, что пока еще гипотезы, описывающие наблюдаемые возмущения в верхней ионосфере и их связь с геомагнитными возмущениями, не могут объяснить многих деталей в этих явлениях. Более подробное изложение проблем связи геомагнитных и ионосферных возмущений можно найти в книгах С. Акасофу, Г. Ришбета и О. Гарриота [1*, 43].

Электропроводность ионосферы. Выше уже отмечалось, что значительная часть геомагнитных возмущений вызвана электрическими токами, протекающими в ионосфере. Поэтому необходимо установить связь этих токов с распределением такого важного параметра ионосферы, как проводимость. Рассмотрим этот вопрос подробнее.

Всякое движение ионизированной массы газа вызывает электрический ток, плотность которого j определяется известной формулой:

$$j = Ne\bar{v}, \quad (32)$$

где N — плотность ионизации; \bar{v} — средняя скорость движения час-

тицы, обладающей зарядом e . Поэтому, чтобы определить проводимость ионизированного газа, необходимо найти среднюю скорость его движения, которая обусловлена действием на частицу различного рода сил. Такими силами могут быть сила тяжести mg , электрическая сила eE , сила Лоренца $(e/c)(\mathbf{v} \times \mathbf{B})$ и сила трения, вызванная столкновением частиц и равная $m\nu\mathbf{v}$, где ν — количество столкновений в единицу времени. Следовательно, уравнение движения частиц можно записать как

$$\frac{d\mathbf{v}}{dt} = \frac{\mathbf{F}}{m} + \frac{e}{mc} (\mathbf{v} \times \mathbf{B}) - \nu\mathbf{v},$$

где под \mathbf{F} будем понимать либо силу тяжести mg , либо eE , либо их сумму.

Если за ось z в прямоугольной системе координат принять линию, совпадающую по направлению с вектором поля \mathbf{B} (рис. 223), то для каждой из составляющих v будем иметь следующие уравнения:

$$\begin{aligned} \frac{dv_x}{dt} &= \frac{F_x}{m} + \frac{eB}{mc} v_y - \nu v_x, \\ \frac{dv_y}{dt} &= \frac{F_y}{m} - \frac{eB}{mc} v_x - \nu v_y, \\ \frac{dv_z}{dt} &= \frac{F_z}{m} - \nu v_z. \end{aligned} \quad (33)$$

Умножив второе из этих уравнений на $i = \sqrt{-1}$ и сложив первые два уравнения, получим:

$$\frac{d}{dt} (v_x + iv_y) = \frac{1}{m} (F_x + iF_y) + \frac{eB}{mc} (v_y - iv_x) - \nu (v_x + iv_y).$$

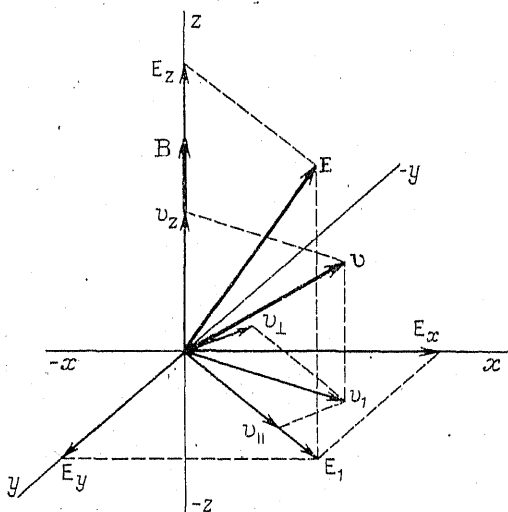


Рис. 223. К выводу формулы электропроводности ионосферы.

Введем обозначения $v_1 = v_x + iv_y$, $F_1 = F_x + iF_y$, тогда $v_y - iv_x = -iv_1$, и уравнения (33) принимают следующий вид:

$$\frac{dv_1}{dt} = \frac{F_1}{m} - \left(v + i \frac{eB}{mc} \right) v_1, \quad \frac{dv_z}{dt} = \frac{F_z}{m} - v v_z. \quad (34)$$

Легко видеть, что комплексные величины v_1 и F_1 представляют собой проекции векторов \mathbf{v} и \mathbf{F} на плоскость xy . Как видим, уравнения (34) имеют одинаковую форму, отличаясь друг от друга лишь множителем при v_1 и v_z . Общий интеграл уравнений такого вида есть функция

$$v = F/(mp) + C \exp(-pt),$$

где через p обозначен множитель при v_1 и v_z ; C — произвольная постоянная интегрирования.

Средняя скорость ионизированного газа \bar{v} за промежуток времени t будет, очевидно, следующей:

$$\bar{v} = \frac{F}{mp} + \frac{C}{t} \int_0^t \exp(-pt) dt = \frac{F}{mp} + \frac{C}{pt} [\exp(-pt) - 1]. \quad (35)$$

При достаточно большом t , т. е. при установившемся движении, второй член в этом равенстве стремится к нулю, и им можно пренебречь; и если обозначить $\omega_H = eB/(mc)$, то составляющие средней скорости \bar{v} выразятся, как

$$\bar{v}_1 = F_1/[m(v + i\omega_H)], \quad \bar{v}_z = F_z/(mv). \quad (36)$$

Остановимся на случае, когда $B=0$. Тогда $v_1 = F_1/(mv)$, и, следовательно, $\bar{v} = F/(mv)$, т. е. средняя скорость ионизированного газа пропорциональна силе F и по направлению совпадает с ней.

Если заряд движется под действием электрического поля E , то $F = eE$. В таком случае $\bar{v} = eE/(mv)$, а плотность тока j , вызванного таким движением, согласно (32), будет:

$$j = Ne^2 E/(mv). \quad (37)$$

Поэтому проводимость газа выразится соотношением

$$\sigma_0 = Ne^2/(mv). \quad (38)$$

Из уравнений (36) следует, что при наличии внешнего поля B составляющая скорости v_z в направлении вектора поля \mathbf{B} имеет такую же величину, как и в отсутствие поля, и, следовательно, проводимость газа в направлении вектора поля \mathbf{B} будет иметь величину, определяемую уравнением (38).

Предположим теперь, что $F=0$ и $v=0$. В этом случае уравнения (34) сводятся к одному: $dv_1/dt = -i\omega_H v_1$, решением которого будет функция

$$v_1 = v_{10} \exp(\omega_H t) = v_{10} (\cos \omega_H t - i \sin \omega_H t), \quad (39)$$

т. е. частица будет двигаться по окружности, лежащей в плоскости xy , с угловой скоростью, определяемой по формуле (31). Радиус окружности r определяется соотношением $r = mv_1/(eB)$.

В общем случае, когда $B \neq 0$, составляющую средней скорости \bar{v}_1 в плоскости xy можно описать, как мы видели, одним из уравнений (36). Умножим числитель и знаменатель этого уравнения на сопряженное число $(v - i\omega_H)$, тогда

$$\bar{v}_1 = \frac{F_1 v}{m(v^2 + \omega_H^2)} - i \frac{F_1 \omega_H}{m(v^2 + \omega_H^2)}. \quad (40)$$

Это выражение показывает, что вектор v_1 имеет две составляющие: одну по направлению F_1 , а вторую, перпендикулярную F_1 . Знак минус у второго члена указывает на левовинтовую систему этих направлений.

В векторной форме выражение (40) может быть представлено в следующем виде:

$$\bar{v}_1 = \frac{(\mathbf{F} \times \mathbf{B}) \times \mathbf{B}}{m(v^2 + \omega_H^2) F^2} + \frac{\omega_H}{m(v^2 + \omega_H^2)} \cdot \frac{\mathbf{F} \times \mathbf{B}}{B}, \quad (41)$$

так как F_1 перпендикулярна \mathbf{B} (см. рис. 223). Если сила F представляет собой электрическую ($\mathbf{F} = e\mathbf{E}$), то плотность тока, вызванного ее действием, может быть найдена по формуле, аналогичной (37):

$$j_1 = \frac{Ne^2 v}{m(v^2 + \omega_H^2)} E_1 + i \frac{Ne^2 \omega_H}{m(v^2 + \omega_H^2)} E_1, \quad (42)$$

где E_1 и j_1 — проекции векторов \mathbf{j} и \mathbf{E} на плоскость xy .

Таким образом, проводимость газа в плоскости, перпендикулярной магнитному полю, может быть охарактеризована двумя новыми значениями: проводимостью

$$\sigma_1 = Ne^2 v / [m(v^2 + \omega_H^2)], \quad (43)$$

соответствующей току вдоль вектора электрического поля E_1 , называемой *проводимостью Педерсена*, и проводимостью

$$\sigma_2 = Ne^2 \omega_H / [m(v^2 + \omega_H^2)], \quad (44)$$

соответствующей току в направлении, перпендикулярном вектору поля E_1 . Эта проводимость получила название *проводимости Холла*. Следует обратить внимание, что в то время как σ_0 и σ_1 — существенно положительные величины, знак σ_2 зависит от знака заряда, определяющего величину ω_H .

Составляющая плотности тока j_z в направлении вектора поля \mathbf{B} , как мы видели, выражается уравнением (32). Поэтому вектор

плотности тока \mathbf{j} должен представлять векторную сумму $\mathbf{j} = \mathbf{j}_1 + \mathbf{j}_2$. Так как $\mathbf{E}_z = (\mathbf{E}, \mathbf{B}) \mathbf{B} / B^2$, то, заменяя j_1 и j_z их выражениями (42) и (37), мы можем представить \mathbf{j} в виде

$$\mathbf{j} = \sigma_0 \frac{\mathbf{B} (\mathbf{E}, \mathbf{B})}{B^2} + \sigma_1 \frac{\mathbf{B} \times (\mathbf{E}, \mathbf{B})}{B^2} - \sigma_2 \frac{\mathbf{B} \times \mathbf{E}}{B}. \quad (45)$$

Если газ состоит из положительных ионов и электронов, то при вычислении σ_0 и σ_1 необходимо суммировать проводимости, создаваемые обоими типами частиц, т. е.

$$\sigma_0 = \sigma_{0i} + \sigma_{0e}, \quad \sigma_1 = \sigma_{1i} + \sigma_{1e}. \quad (46)$$

При вычислении же σ_2 следует производить вычитание:

$$\sigma_2 = \frac{N_i e^2 \omega_{Hi}}{m_i (\nu_i^2 + \omega_{Hi}^2)} - \frac{N_e e^2 \omega_{He}}{m_e (\nu_e^2 + \omega_{He}^2)}, \quad (47)$$

где под ω_{Hi} и ω_{He} понимаются их абсолютные величины, и заряд ионов считается равным e .

Формулы (46) и (47) можно представить в несколько ином виде, если частоту соударений ν заменить длиной свободного пробега l и циклотронную частоту — радиусом r , т. е. радиусом той окружности, по которой движется электрон под действием магнитного поля B . Так как $l = v/\nu$, $r = v/\omega$, то $l/r = \omega/\nu$, и сопоставляя формулы (43), (44) с (47), получаем:

$$\sigma_1 = \sigma_0 \frac{1}{1 + (l/r)^2}, \quad \sigma_2 = \sigma_0 \frac{l/r}{1 + (l/r)^2}. \quad (48)$$

Принято называть *областью коротких пробегов* область, где $\omega_H \ll \nu$ или $l \ll r$. В этом случае, если пренебречь величиной ω_H в знаменателях выражений (42) и (43) или l/r в формуле (48), то $\sigma_1 = \sigma_0$, $\sigma_2 = 0$, т. е. газ будет вести себя как изотропный проводник.

В обратном случае, когда $\omega_H \gg \nu$ или $l \gg r$, соответствующем *области длинных пробегов*, $\sigma_0 > \sigma_2 > \sigma_1$, причем приближенно

$$\sigma_2 \approx \frac{Ne^2}{m\omega_H^2} \approx \sigma_0 \left(\frac{\nu}{\omega_H} \right), \quad (49)$$

$$\sigma_1 \approx \frac{Ne^2}{m\omega_H^2} \approx \sigma_0 \left(\frac{\nu}{\omega_H} \right)^2,$$

т. е. σ_2 является малой величиной первого, а σ_1 — второго порядка относительно ν/ω_H . При $\nu \rightarrow 0$ величина σ_2 остается конечной и $\sigma_1 \rightarrow 0$, а $\sigma_0 \rightarrow \infty$. Последнее означает, что для сильно разреженного газа, находящегося в магнитном поле, силовые линии играют роль совершенных проводников, однако движение заряженных частиц вдоль них будет происходить с конечной скоростью, прежде

всего потому, что нами не принят во внимание второй член в формуле (35), характеризующий инертность частиц.

Подставляя в (31) числовые значения констант e , m , c и принимая $B=0,5$ Гс, получаем следующие значения циклотронных частот ω_H для электрона и ионов O_2^+ и O^+ : $\omega_{He} \approx 9 \cdot 10^6$ и, соответственно, $\omega_{H1} \approx 150$; $\omega_{H2} \approx 300$ рад/с. Частота соударений в ионосфере на разных высотах по данным работы [82] для электронов и ионов следующая:

h , км . . .	80	90	100	
ν_B , с ⁻¹ . .	$2,11 \cdot 10^5$	$4,12 \cdot 10^4$	$8,59 \cdot 10^3$	
ν_e , с ⁻¹ . .	$3,39 \cdot 10^6$	$6,83 \cdot 10^5$	$1,62 \cdot 10^5$	
h , км . . .	125	150	175	200
ν_B , с ⁻¹ . .	$6,16 \cdot 10^2$	$1,12 \cdot 10^2$	$3,20 \cdot 10^1$	$1,21 \cdot 10^1$
ν_e , с ⁻¹ . .	$1,45 \cdot 10^4$	$2,47 \cdot 10^3$	$1,36 \cdot 10^3$	$7,32 \cdot 10^2$

Из этих данных видно, что область коротких пробегов для электронов находится ниже 80 км, а вся ионосфера выше является для них областью длинных пробегов. Для ионов граница между областями длинных и коротких пробегов находится на высотах между 125 и 150 км. Нижние слои ионосферы (E и D) соответствуют области коротких пробегов, верхние ($F1$ и $F2$) — области длинных пробегов. Следовательно, в верхних слоях ионосферы оба вида проводимости σ_1 и σ_2 в плоскости, перпендикулярной вектору поля \mathbf{B} , должны быть малы: σ_1 — ввиду малости ν , а σ_2 — потому что скорость частиц, приобретаемая под действием электрического поля и согласно (36) равная $|\bar{v}| = [1/(m\omega_H)]eE = cE/B$, оказывается не зависящей ни от величины и знака заряда, ни от массы частицы, и поэтому в нейтральном газе частицы обоих видов зарядов будут передвигаться одинаковым образом и тока не возникнет.

В области ниже 80 км атмосфера должна вести себя как изотропный проводник. На высотах 80–150 км электроны под действием электрического поля, перпендикулярного вектору поля \mathbf{B} , будут двигаться в направлении, перпендикулярном вектору поля \mathbf{E} , ионы — вдоль последнего. Направление суммарного тока зависит от соотношения педерсеновской и холловской проводимостей. Так как в этом интервале σ_{2e} оказывается больше, чем σ_{1e} , то направление тока оказывается близким к перпендикулярному вектору поля \mathbf{E} . На высотах, больших 150 км, ввиду быстрого падения σ_{2e} направление тока окажется совпадающим с вектором поля \mathbf{E} .

Величины продольной проводимости, а также проводимостей Педерсена и Холла, рассчитанные по частоте соударений электронов и ионов на разных высотах, приведены в табл. 26.

Ионосфера представляет собой слоистый проводник, ограниченный, по крайней мере снизу, непроводящей атмосферой. Так как толщина ионосферы мала по сравнению с ее горизонтальными раз-

ТАБЛИЦА 26

Проводимости на разных высотах (в единицах СГС)

Высо- та, км	σ_{0e}	σ_{0i}	σ_0	σ_{1e}	σ_{1i}	σ_1	σ_{2e}	σ_{2i}	σ_2	σ_{yy} по (51)
80	$7,3 \cdot 10^4$	$2,4 \cdot 10^1$	$7,3 \cdot 10^4$	$8,6 \cdot 10^3$	$2,4 \cdot 10^1$	$8,6 \cdot 10^3$	$2,3 \cdot 10^4$	$2,1 \cdot 10^{-2}$	$2,3 \cdot 10^4$	$7,0 \cdot 10^4$
90	$3,7 \cdot 10^5$	$1,2 \cdot 10^3$	$3,7 \cdot 10^5$	$1,9 \cdot 10^4$	$1,2 \cdot 10^3$	$2,0 \cdot 10^4$	$2,7 \cdot 10^5$	5,4	$2,7 \cdot 10^5$	$3,6 \cdot 10^5$
100	$1,5 \cdot 10^8$	$5,8 \cdot 10^4$	$1,5 \cdot 10^8$	$4,3 \cdot 10^4$	$5,8 \cdot 10^4$	$1,01 \cdot 10^5$	$2,5 \cdot 10^8$	$1,4 \cdot 10^3$	$2,5 \cdot 10^8$	$6,0 \cdot 10^7$
125	$2,6 \cdot 10^9$	$1,2 \cdot 10^6$	$2,6 \cdot 10^9$	$6,0 \cdot 10^3$	$1,1 \cdot 10^6$	$1,1 \cdot 10^6$	$4,0 \cdot 10^9$	$3,4 \cdot 10^5$	$3,7 \cdot 10^9$	$1,4 \cdot 10^7$
150	$2,0 \cdot 10^{10}$	$9,0 \cdot 10^6$	$2,0 \cdot 10^{10}$	$1,3 \cdot 10^3$	$2,4 \cdot 10^6$	$2,4 \cdot 10^6$	$5,2 \cdot 10^9$	$3,9 \cdot 10^6$	$1,3 \cdot 10^9$	$3,1 \cdot 10^8$
175	$3,7 \cdot 10^{10}$	$3,1 \cdot 10^7$	$3,7 \cdot 10^{10}$	$7,8 \cdot 10^3$	$8,7 \cdot 10^6$	$8,7 \cdot 10^6$	$5,2 \cdot 10^9$	$5,2 \cdot 10^6$	0	$8,7 \cdot 10^5$
200	$6,8 \cdot 10^{10}$	$8,3 \cdot 10^7$	$6,8 \cdot 10^{10}$	$4,0 \cdot 10^3$	$3,5 \cdot 10^6$	$3,5 \cdot 10^6$	$5,2 \cdot 10^9$	$5,2 \cdot 10^6$	0	$3,5 \cdot 10^5$

мерами, то можно принять, что в ней текут только горизонтальные токи, а вертикальный ток запрещен существованием границ. Учет этого допущения приводит к выводу, что в системе координат с осью x , ориентированной вдоль магнитного меридиана, и осью z , направленной вниз, соотношения между током и электрическим полем должны принять вид:

$$j_x = \sigma_{xx} E_x + \sigma_{xy} E_y, \quad j_y = \sigma_{yx} E_x + \sigma_{yy} E_y,$$

где

$$\begin{aligned} \sigma_{xx} &= \frac{\sigma_0 \sigma_1}{\sigma_0 \sin^2 j + \sigma_1 \cos^2 j}; \\ \sigma_{xy} &= \frac{\sigma_0 \sigma_2 \sin j}{\sigma_0 \sin^2 j + \sigma_1 \cos^2 j} = -\sigma_{yx}; \\ \sigma_{yy} &= \frac{\sigma_0 \sigma_1 \sin^2 j + (\sigma_1^2 + \sigma_2^2) \cos^2 j}{\sigma_0 \sin^2 j + \sigma_1 \cos^2 j}; \end{aligned} \quad (50)$$

j — магнитное наклонение.

Для магнитного экватора $j=0$, и эти выражения переходят в следующие:

$$\sigma_{xx} = \sigma_0, \quad \sigma_{xy} = \sigma_{yx} = 0, \quad \sigma_{yy} = (\sigma_1^2 + \sigma_2^2) / \sigma_1. \quad (51)$$

Ток Холла j_{2z} в этом случае (рис. 224) запрещен, так как должен был бы течь в направлении, перпендикулярном границе. Это запрещение приводит к существенному увеличению проводимости в направлении, перпендикулярном вектору поля **B**. Если оба вида проводимости создаются частицами одного сорта, то, как можно убедиться, подставив в (51) значения (49), в этом случае $\sigma_{yy} = \sigma_0$, т. е. влияние магнитного поля полностью исчезает. При наличии частиц разного сорта σ_{yy} не может достигнуть величины σ_0 , но тем не менее существенно возрастает.

Для района магнитного полюса ($j=\pi/2$) из выражения (50) находим $\sigma_{xx}=\sigma_{yy}=\sigma_1$, $\sigma_{xy}=-\sigma_{yx}=\sigma_2$, что очевидно, так как плоскость xy в данном случае перпендикулярна вектору магнитного поля, и проводимости σ_{xy} и σ_{yx} соответствуют току вдоль вектора поля E , а σ_{xx} и σ_{yy} — в перпендикулярном к нему направлении.

В последнем столбце табл. 26 даны значения проводимости σ_{yy} , подсчитанной для ионосферы над экватором по формуле (51).

Распределение проводимости в ионосфере на освещенной стороне Земли в средних широтах в основном контролируется приходящим от Солнца ионизирующим ультрафиолетовым излучением, на ночной стороне — рекомбинационными процессами. Типичное изменение просуммированных по высоте ионосферы проводимостей Холла и Педерсена (интегральных проводимостей) в средних широтах в зависимости от местного времени показано на рис. 225 [119].

Значительное возмущение в планетарное распределение проводимости в высоких широтах, особенно в периоды повышенной солнечной активности, вносят вторгающиеся в верхнюю атмосферу корпускулярные потоки. Взаимодействие этих потоков с верхней атмосферой рассматривается в следующем параграфе.

§ 2. Полярные сияния

Магнитные возмущения, наблюдаемые на земном шаре и в особенности в полярных областях, тесно связаны с полярными сияниями. Эта связь не только внешняя, но и внутренняя — физическая, и обусловлена она общностью причин, вызывающих те или другие явления.

Форма сияний. Согласно классификации, принятой ассамблеей Международной ассоциации геомагнетизма и аэронавтики в 1963 г. и представленной в Атласе полярных сияний [164], выделяют три группы [7*]: *лентообразные, диффузные и лучевые сияния*. Все эти

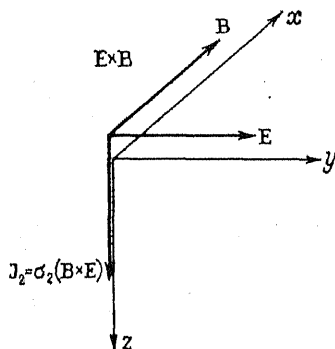


Рис. 224. Направление токов в слое ионосферы.

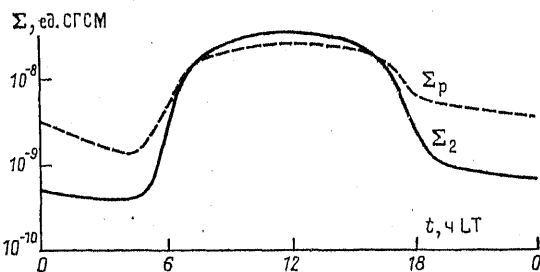


Рис. 225. Изменение во времени проводимостей ионосферы.

Пунктирная линия — проводимость Педерсена, сплошная — проводимость Холла.

сияния выглядят как светящиеся полосы, вытянутые чаще всего с запада на восток и отличающиеся резко очерченным нижним краем. Существенной характеристикой полярных сияний является также их внутренняя структура. По международной классификации выделяют три типа структур: *волоknистую* (S), *лучистую* (R) и *однородную* (H). Волокнистая структура состоит из отдельных горизонтальных полос, параллельных друг другу; лучистая определяется наличием в светящейся полосе отдельных лучей, а однородным сияние считается тогда, когда в нем отсутствуют оба эти признака.

Сочетание этих двух характеристик определяет следующие формы сияний:

1) *однородные дуги* (HA), имеющие форму правильных арок с четко очерченным нижним краем; верхний край дуги чаще всего размыт; между нижним краем дуги и горизонтом наблюдается темный сегмент;

2) *однородные ленты или полосы* (HB), характеризующиеся такими же признаками, что и дуги, но менее правильной формы;

3) *лучистые дуги* (RA), обладающие четко выраженной лучистой структурой;

4) *лучистые полосы* (RB);

5) *драпьи* (D), состоящие из лучистых полос с очень длинными лучами;

6) *диффузные формы сияний*, имеющие вид пятен (P) с нечеткими границами, напоминающие облака, освещенные Луной, и вид *вуали* (V); вуаль представляет собой протяженное однородное свечение, часто покрывающее большую часть неба;

7) *лучи* (R) — узкие пучки света, вытянутые вдоль силовых линий магнитного поля; могут наблюдаться связки лучей, расположенные близко друг к другу или разбросанные; часто лучи появляются одновременно с сияниями другой формы;

8) *корона* (C), представляющая собой лучи, сходящиеся в одну точку вблизи магнитного зенита; сияние этой формы не является самостоятельным образованием и представляет собой, по сути дела, интенсивную лучистую дугу, находящуюся непосредственно над наблюдателем.

В особый вид следует выделить сияния, характеризующиеся *пульсацией их светимости* (P). Они подразделяются на четыре группы ($P_{1,2,3,4}$). Эти пульсации представляют собой ритмические изменения яркости сияний с периодом от долей секунды до минуты. Быстрое нерегулярное изменение яркости называется *мерцанием*. Частным видом (весьма редким) пульсирующих сияний является *пламенное сияние* (F), характеризующееся быстрым движением волн светимости от горизонта к зениту. Такие сияния возникают при определенных условиях синхронизации пульсаций и движения сияний.

Яркость сияний. Чрезвычайно важным параметром, характеризующим сияния, является их яркость, оцениваемая визуально по пятибалльной системе или инструментально по интенсивности эмис-

сии одной из наиболее ярких спектральных линий ($\lambda=5577\text{\AA}$), измеряемой в килорелеях (табл. 27). Интенсивность свечения в один килорелей соответствует эмиссии 10^9 квантов, испускаемых в телесном угле в 1 рад за 1 с в столбе атмосферы с площадью сечения в 1 см^2 .

ТАБЛИЦА 27

Международная шкала яркости полярных сияний

Интенсивность эмиссии с $\lambda = 5577\text{\AA}$, кR	Балл интенсивности	Описание сияний
0,1	0	Сияние визуально не фиксируется; может быть обнаружено инструментально
1	1	Яркость сравнима с яркостью Млечного Пути
10	2	Яркость сравнима с яркостью перистых облаков, освещенных Луной
100	3	Яркость сравнима с яркостью кучевых облаков, освещенных Луной
1000	4	Яркость много больше яркости кучевых облаков, освещенных Луной

Направление лучей сияний. Наблюдения за лучевой структурой сияний позволили установить довольно близкое совпадение направления лучей с направлением силовых линий магнитного поля Земли. Этот факт лег в основу построения теории полярных сияний, исходящей из движения заряженных частиц в магнитном поле Земли. Наблюдая визуально лучи полярных сияний в короне, можно заметить, что все они сходятся в одной точке, расположенной вблизи магнитного зенита. Результаты точных определений направления лучей путем фотографирования короны полярных сияний приведены в табл. 28, где даны наблюдаемая угловая высота над горизонтом и азимут точки схождения лучей и магнитного зенита. Как видим, совпадение точки схождения лучей с магнитным зенитом находится в пределах точности самих наблюдений.

Если лучи полярных сияний вытянуты вдоль магнитных силовых линий, то дуги располагаются преимущественно по магнитным параллелям. На рис. 226 показано положение проекций дуг на земной поверхности, определяемое по двум одновременным снимкам. Можно видеть, что дуги очень близко следуют магнитным параллелям.

Высота сияний. Высоту и положение полярных сияний в пространстве можно определить путем одновременного наблюдения их координат (высоты и азимута) в двух точках, расстояние между которыми известно. Первые определения этим методом были сделаны более 200 лет назад, и с тех пор они повторялись многими

исследователями, наблюдения которых фиксировали высоты полярных сияний в пределах от 80 до 200 км. Однако точные определения высоты сияний стали возможны только с применением фотографического метода.

Этот метод был впервые использован К. Штёрмером [163] в обсерватории Боссекоп в Лапландии в 1910 г., а в 1913 г. — в Осло. Он состоит в следующем. На двух одновременно работающих станциях, имеющих телефонную связь, производится фотографирование полярных сияний на киноплёнку. На плёнке, помимо сияний, фотографируются звезды. Определяя на обеих плёнках положение полярного сияния среди звезд и зная его азимут и расстояние между станциями, можно с достаточной точностью определить положение сияний в пространстве и вычислить их высоту. Длина

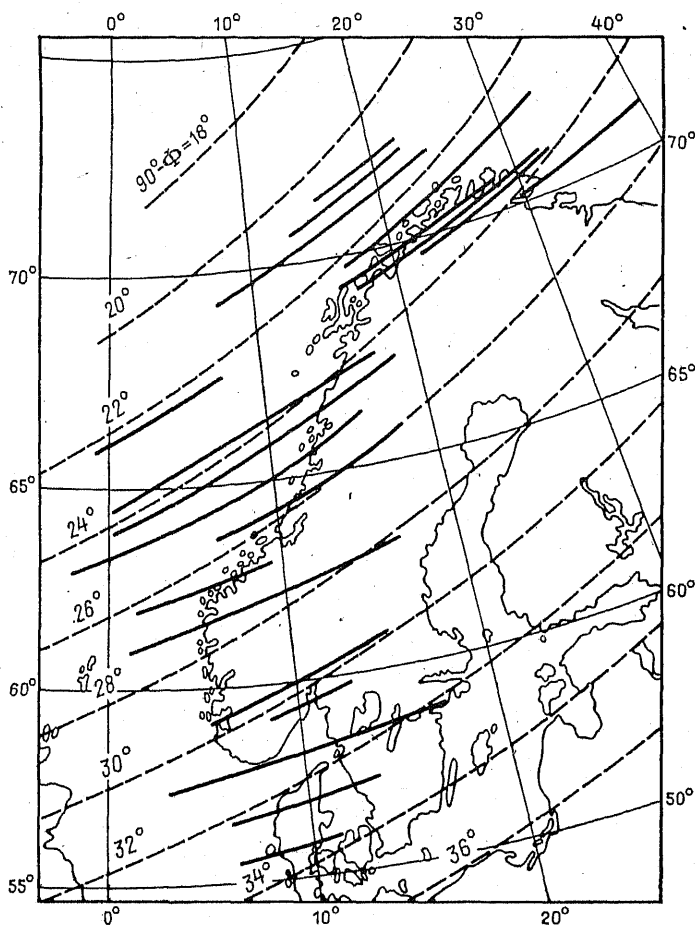


Рис. 226. Проекция дуг полярных сияний на поверхность Земли (жирные линии).

ТАБЛИЦА 28

Результаты определения направления лучей полярных сияний

Станция	Число наблюдений	Точка схождения	Магнитный зенит
Гольде	11	75,4°; —2,7°	76,7°; —2,5°
Осло	9	70,0°; —9,8°	70,8°; —9,7°

Примечание. Наблюдения на ст. Гольде проведены Л. Вегардом и О. Кронессом в 1914 г., на ст. Осло — К. Штёрмером в 1913—1921 гг.

базиса, или расстояние между станциями, в 1910 г. была всего лишь 4,5 км, а в 1913 г. она доходила до 27,5 км, что дало возможность произвести более точные определения. Благодаря короткой экспозиции ($1/2$ с и меньше) этот метод позволил наблюдать не только спокойные сияния, но и быстропульсирующие.

Результаты первых измерений в 1910—1913 гг. показали, что высота полярных сияний лежит в пределах от 87 до 350 км, при этом наблюдаются два максимума повторяемости их на высоте 101 и 106 км. Эти результаты были подтверждены в 1920 г. в обсерватории Гольде более систематическими наблюдениями верхней и нижней границ разных типов полярных сияний [178]. Результаты этих экспериментов представлены на рис. 227 в виде кривых, показывающих вероятность появления нижней границы сияний на той или иной высоте. Эти кривые ясно демонстрируют, что наиболее часто нижняя граница сияний появляется на высоте 100—106 км.

За период с 1910 г. до настоящего времени были проделаны тысячи определений высоты и положения полярных сияний в пространстве. Этот материал позволил сделать следующие выводы: спокойные формы полярных сияний, диффузные дуги, ленты и пуль-

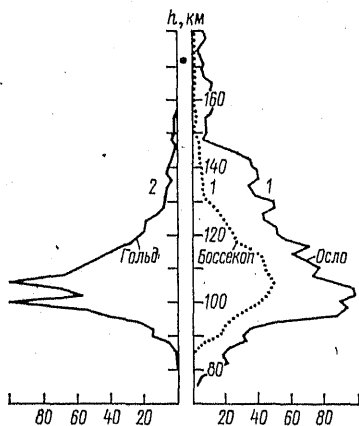


Рис. 227. Частота появления полярных сияний на разных высотах.

По наблюдениям К. Штёрмера (1), Л. Вегарда и О. Кронесса (2).

сирующие пятна имеют в среднем нижнюю границу на меньшей высоте, чем ясно выраженные лучевые структуры. Средняя высота нижней границы спокойных форм и драпри почти не зависит от широты места, для форм же лучевой структуры средняя высота увеличивается от зоны полярных сияний (см. ниже) к более низким широтам. Результаты измерений высоты нижней границы полярных сияний разных форм, произведенных в некоторых обсерваториях, приводятся в табл. 29.

ТАБЛИЦА 29

Высота нижней границы полярных сияний разной формы

Тип полярных сияний	Ст. Гольде ($\varphi=69^{\circ}56'$; $\lambda=62^{\circ}55'$)		Ст. Тромсё ($\varphi=69^{\circ}40'$; $\lambda=16^{\circ}57'$)		Ст. Осло ($\varphi=60^{\circ}0'$; $\lambda=10^{\circ}40'$)	
	h , км	N^*	h , км	N	h , км	N
Лучи	113,2	61	117,0	127	146,9	119
Драпри	109,8	409	112,9	1039	—	—
Драприобразные полосы	106,6	888	106,7	1175	100,0	150
Пульсирующие поверхности	106,0	160	107,3	66	—	—
Диффузные дуги	109,1	409	—	—	118,5	201

* N — число наблюдений.

Верхняя граница разных типов полярных сияний лежит в пределах от 140 до 250 км. Наиболее длинными являются сияния в форме лучей. Средняя высота верхней границы сияний некоторых форм следующая: лучей — 250 км, драпри — 176,3 км, драприобразных дуг — 174,4 км, диффузных дуг — 143,3 км. Таким образом, протяженность по вертикальному направлению для лучей составляет 137 км, для драпри — 68 км, для диффузных дуг — 34 км. Однако наблюдаются полярные сияния в форме лучей, верхняя граница которых доходит до тысячи километров, а нижняя — до нескольких сотен. Так, К. Штёрмером были зарегистрированы на фотограмме в сентябре 1926 г. в Осло сияния, у которых верхняя граница лежала в пределах от 1000 до 1100 км, а нижняя — от 200 до 400 км [178].

При фотографировании обычными камерами удается заснять лишь небольшой участок неба, что ограничивает возможность одновременного определения высоты сияний разных форм в различных участках неба. Фотографические методы исследования сияний значительно расширились, когда А. Лебединским был предложен новый способ фотографирования всего небесного свода

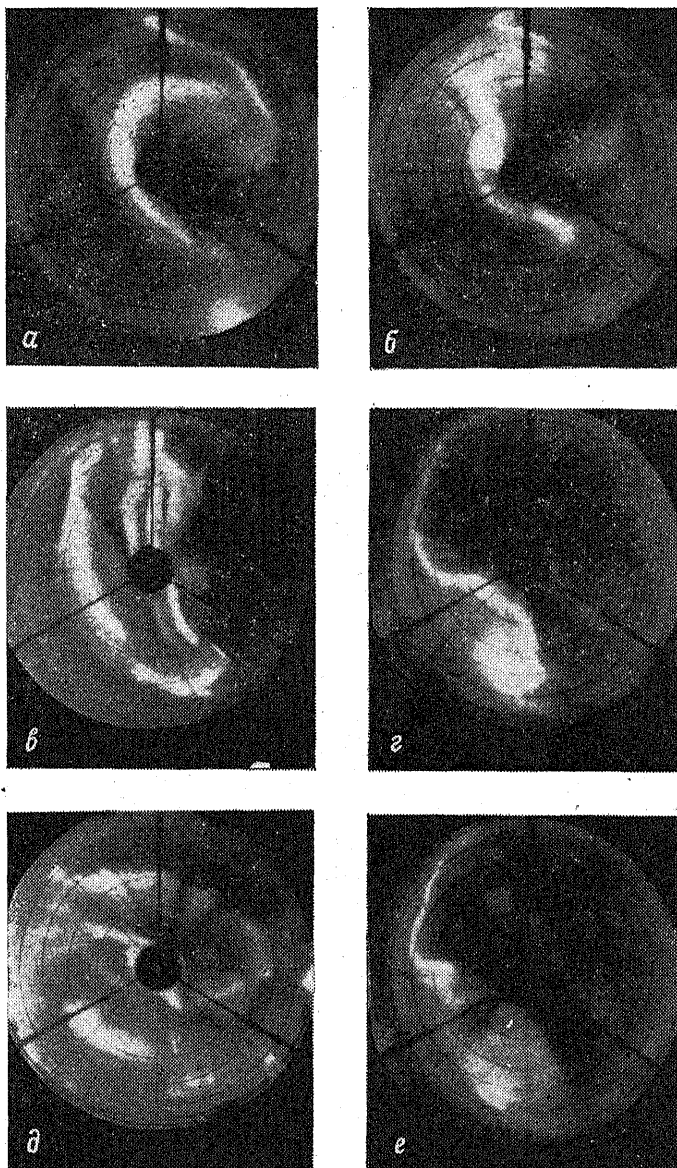


Рис. 228. Фотография полярного сияния через определенные промежутки времени, сделанная с помощью камеры А. Лебединского.

с помощью камеры С-180 [21]. Идея этого способа заключается в том, что лучи от небесного свода падают на выпуклое сферическое зеркало, отразившись от которого они попадают на вогнутое сферическое зеркало. В фокусе верхнего зеркала получается действительное изображение изображения небесного свода. В камере С-180 это изображение непосредственно фотографируется через колимационную линзу. На рис. 228 показано полярное сияние, снятое при помощи такой камеры через определенные промежутки времени. Данные, полученные с помощью таких или аналогичных им автоматических камер, позволили значительно глубже изучить морфологию полярных сияний. В частности, выяснилось, что средняя высота сияний зависит от точки наблюдения, однако прежде чем исследовать эту зависимость, рассмотрим основные зоны расположения полярных сияний.

Географическое распределение сияний. Как уже указывалось, полярные сияния наблюдаются не только в полярных областях, но спускаются в средние широты и даже ниже. Так, например, в 70-х годах прошлого столетия полярное сияние распространилось до Египта и даже до Индии. Однако частота появления сияний (число сияний за год) в средних и низких широтах очень мала, тогда как в высоких широтах сияния наблюдаются почти ежедневно. Еще в 1881 г. Х. Фритцем [101] была составлена карта изолиний повторяемости полярных сияний (изохазм), которая показывала, что наиболее часто сияния происходят в области, отстоящей от геомагнитного полюса на расстояние около 20° . Эта зона получила название *зоны максимума полярных сияний*, или *зоны Фритца*. За 80 лет со дня опубликования этой карты накопился огромный материал по наблюдениям полярных сияний, в результате которых выяснилось, что *мгновенная зона сияний* существенно отличается от зоны Фритца и представляет собой кольцо или овал с радиусом $\sim 11^\circ$ широты, смещенное относительно геомагнитного полюса на ночную стороны Земли [54, 58, 98]. При этом зона Фритца представляет собой полосу, вдоль которой скользит в результате суточного вращения Земли полуночный сектор аврорального овала. Положение и конфигурация аврорального овала при разных уровнях магнитной активности показаны на рис. 229 (данные Я. Фельдштейна и Г. Старкова) [98].

Из приведенных на рисунке диаграмм видно, что с ростом магнитной активности полоса сияний расширяется и ее южная граница смещается к экватору от 71° при $Q_p=0$ до 60° при $Q_p=7$ (в ночном секторе). Во время очень сильных возмущений сияния распространяются еще южнее. Например, 4 февраля 1872 г. оно было видно в Бомбее ($\varphi=19^\circ\text{N}$) на расстоянии 80° от магнитного полюса. Магнитный зенит этого сияния наблюдали в Афинах. Южное сияние одновременно наблюдалось на $\varphi=20^\circ\text{S}$, на расстоянии 72° от земного магнитного полюса. Следующее интенсивное сияние наблюдалось 14—15 мая 1921 г., когда южное сияние достигло о-в Самоа ($\varphi=18,8^\circ\text{S}$). Эти сияния сопровождалось сильными магнитными бурями.

Применение высокочувствительной фотометрической аппаратуры позволило установить, что полярные сияния наблюдаются не только в области аврорального овала. На рис. 230 показана суммарная зона полярных сияний разных типов [7*]. В спокойных условиях сияния в области I (ночной сектор аврорального овала), имеют вид весьма протяженных однородных или слабо лучистых дуг. Область II — дневной сектор аврорального овала, где сияния имеют чаще всего форму слабых и относительно непротяженных лучистых дуг. Зона Фритца (III) перекрывается с авроральным овалом в его ночном секторе. Сияния, наблюдаемые в этой области, чаще всего имеют форму мантийных сияний или вуалей. Сияния в IV области (ночной сектор полярной шапки) имеют форму отдельных связок лучей или коротких лучистых дуг, ориентированных вдоль линии Земля — Солнце.

Изменение форм полярных сияний при переходе от одной зоны к другой или в пределах одной зоны в зависимости от времени суток связано с изменением параметров обуславливающих их электронных потоков. О вариациях этих параметров можно судить, например, по изменениям высоты сияний. На рис. 231 показаны средние высоты сияний в разных секторах аврорального овала и в утреннем секторе зоны Фритца [7*]. Видно, что характерная высота сияний изменяется от $h < 100$ км (что соответствует энергии вторгающихся частиц $W > 10$ кэВ) до $h \approx 150$ км ($W \approx 0,5$ кэВ).

Спектр сияний. Спектрографирование полярных сияний вследствие малой их интенсивности требует особых спектрографов с большой светосилой и продолжительной экспозиции, исчисляе-

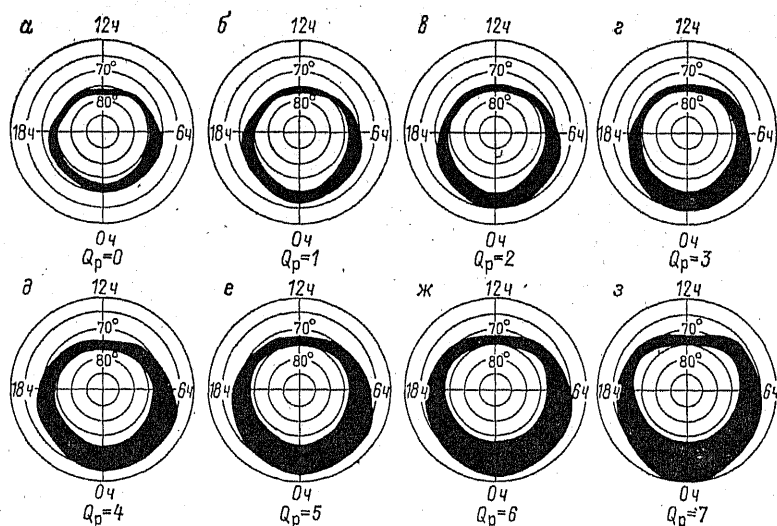


Рис. 229. Авроральный овал при разных уровнях магнитной активности.

Q_p — Q -индекс магнитной активности в полуночном секторе зоны сияний.

мой десятками часов. В 1912 г. Л. Вегарду удалось с помощью такого спектрографа и экспозиции, продолжавшейся в течение месяца, получить в спектре полярного сияния 33 линии [177]. Дальнейшее исследование показало присутствие в спектре полярных сияний целого ряда линий как в видимой, так и в инфракрасной и ультрафиолетовой областях. Среди этих линий наиболее интенсивной является линия с $\lambda=5577 \text{ \AA}$. Поскольку эта линия не соответствовала ни одной из известных в то время спектральных линий, Л. Вегард высказал предположение о наличии в высоких слоях атмосферы твердых кристаллических частиц азота, которые при бомбардировках их электронами люминесцируют и излучают эту линию. Однако позднее удалось получить зеленую линию с $\lambda=5577 \text{ \AA}$ в лабораторных условиях от атомарного кислорода и тем самым разрешить проблему ее происхождения в спектрах полярных сияний и ночного неба. Из других наиболее ярких линий следует отметить линии с $\lambda=3914, 4278, 4708$ и 5225 \AA , принадлежащие ионизированной молекуле азота (N_2^+), и линии с $\lambda=3998$ и 4059 \AA , принадлежащие нейтральной молекуле азота. Открытие зеленой линии в спектре атомарного кислорода позволило предсказать три красные линии кислорода с $\lambda=6300, 6364$ и 6392 \AA , из которых две уже обнаружены в спектре полярных сияний.

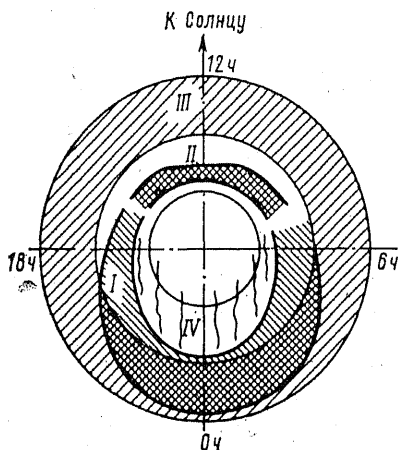


Рис. 230. Суммарная зона электронных вторжений.

I, II — ночной и дневной секторы аврорального овала соответственно; III — зона Фритца; IV — ночной сектор полярной шапки.

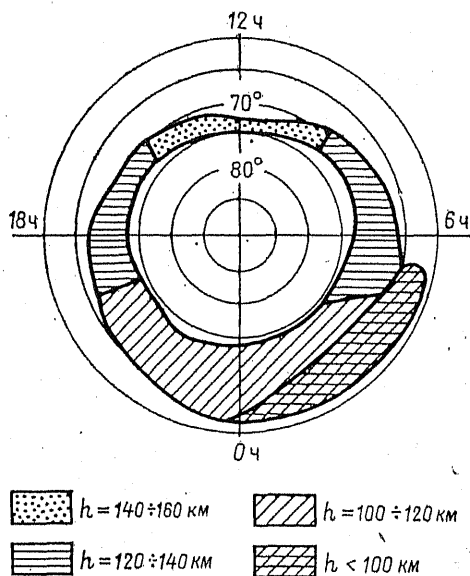


Рис. 231. Средняя высота сияний вдоль авроральной зоны.

Таким образом, полярные сияния в основном являются свечением атомарного кислорода и молекулярного азота (в нейтральном и ионизированном состояниях), из которых состоит верхняя атмосфера.

Неожиданным явился факт наличия в спектрах сияний линий водорода H_α ($\lambda=6563 \text{ \AA}$), H_β ($\lambda=4861 \text{ \AA}$) и H_γ ($\lambda=4340 \text{ \AA}$), концентрация которого в высоких слоях атмосферы весьма мала [177]. Чрезвычайно существенным для понимания природы водородных эмиссий в спектре полярных сияний является обнаруженный в 1950 г. А. Мейнелом факт доплеровского смещения линий водородной эмиссии в коротковолновую область [124], указывающий на движение атомов водорода к наблюдателю, т. е. вниз. Этот факт позволяет утверждать, что водородные полярные сияния вызываются свечением атомов водорода, образующихся в результате взаимодействия авроральных протонов с верхними слоями атмосферы.

Связь сияний с магнитной и солнечной активностями. Впервые связь между магнитными возмущениями и полярными сияниями была установлена еще в начале XVIII в., когда было замечено, что полярные сияния сопровождаются магнитными бурями. Дальнейшие наблюдения полностью подтвердили это открытие, однако установить функциональную связь между этими явлениями до сих пор не удалось. Все исследования в этом направлении сводились лишь к статистической корреляции, которая оказывалась в ряде случаев очень высокой, тогда как в других полностью отсутствовала. Так, регулярные наблюдения на магнитной обсерватории в бух. Тихой ($\varphi=80^\circ 37'$), т. е. вблизи приполюсной границы аврорального овала, за октябрь 1922 — март 1933 гг. позволили советским исследователям сопоставить магнитные характеристики 0-1-2-3-4 с авроральными характеристиками 1-2-3-4. При этом авроральная характеристика 1 соответствует отсутствию сияний в этот день, 2 — наличию умеренных сияний в этот день, но без лучистой структуры, 3 — наличию ярких сияний лучистой структуры, 4 — очень ярких сияний. Результаты этих сопоставлений сведены

ТАБЛИЦА 30

Связь интенсивности полярных сияний и магнитной активности

Полярные сияния	Авроральная характеристика	N*	Число случаев, когда магнитное возмущение возникало при K:					Средняя магнитная характеристика
			0	1	2	3	4	
Слабые	1	186	16	114	46	7	3	1,3
Умеренные	2	76	3	27	32	9	5	1,8
Яркие	3	31	0	11	10	5	5	2,1
Очень яркие	4	10	0	3	2	2	3	2,5

* N — общее число случаев.

в табл. 30. Они в общем подтверждают отсутствие магнитных возмущений в те дни, когда в ночном секторе аврорального овала полярных сияний не наблюдается, и появление их — с появлением полярных сияний (хотя исключения и имеются). В то же время средние характеристики полярных сияний и магнитных возмущений в этой области, как видно из таблицы, не совпадают. Это обстоятельство объясняется тем, что развитие сияний и геомагнитных возмущений происходит не совсем одинаково: наиболее яркие и подвижные формы сияний наблюдаются во время активной фазы аврорального возмущения (так называемая фаза брейк-апа, или взрыва), т. е. в период, когда интенсивность магнитного возмущения, как правило, запаздывающего относительно сияний, еще не успела достигнуть сколько-нибудь заметной величины. Более детальное и аккуратное сопоставление яркости полярных сияний и интенсивности геомагнитных возмущений с учетом указанного запаздывания показывает их самую тесную связь (см., например, [1*]).

Полярные сияния в авроральной области, так же как и магнитная активность, имеют тенденцию к 27-дневной повторяемости и, наконец, имеют 11-летний цикл максимального их появления. На рис. 232 показаны кривые количества солнечных пятен и дней в году с полярными сияниями, наблюдавшимися с 1890 по 1940 г. Из рисунка видно, что максимумы и минимумы кривых приходятся почти на одни и те же годы, что и указывает на тесную связь этих явлений.

Интенсивность диффузных и субвизуальных сияний (наблюдаемых с помощью фотометров) — так называемые *мантийные сияния* — в зоне Фритца и их локализация зависят от уровня магнитной активности и фазы солнечного цикла в целом, так же как и соответствующие характеристики сияний в ночном секторе аврорального овала [152]: с ростом магнитной активности интенсив-

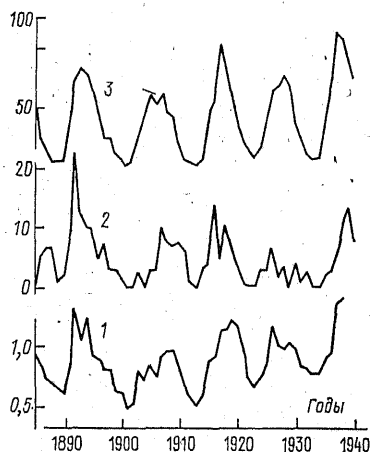


Рис. 232. Сопоставление магнитной активности (1), количества полярных сияний (2) и солнечных пятен (3) в период за 1890—1940 гг.

ность этих сияний возрастает, максимальное свечение смещается к экватору.

В отличие от сияний аврорального овала и зоны Фритца, частота появления сияний в полярных шапках уменьшается с ростом магнитной активности [53, 92], что свидетельствует о существенном изменении топологии геомагнитного поля в хвосте магнитосферы, т. е. на расстояниях, больших $6 R_E$, во время авроральной суббури [2, 8*, 140]. И, наконец, на дневной стороне аврорального овала частота появления сияний не зависит от уровня магнитной активности. Последнее обстоятельство объясняется тем, что сияния в этой области вызываются вторжением плазмы из переходной области между магнитопаузой и отошедшей ударной волной, где плазма присутствует всегда.

Более подробно с характеристиками полярных сияний и причинами их возникновения можно познакомиться в работах [1*, 8*, 18*, 32, 45, 97, 135].

ТЕОРИЯ ПОЛЯРНЫХ СИЯНИЙ И МАГНИТНЫХ ВОЗМУЩЕНИЙ

Тесная связь полярных сияний с магнитными возмущениями заставляет искать причины, которые были бы общими для обоих явлений. Ранее отмечалось, что магнитная активность, которая является характеристикой магнитных возмущений, хорошо коррелирует с солнечной активностью. Поэтому все современные гипотезы природы магнитных возмущений, представляющие одновременно и гипотезы природы полярных сияний, исходят из предположения, что причиной их является энергия, излучаемая Солнцем.

Так как плотность энергии магнитного поля Земли w выражается как $w = H_T^2 / (8\pi)$, то приращение ее dw при изменении напряженности поля H_T на малую величину dH_T , очевидно, будет равно $dw = H_T dH_T / (4\pi)$. Тогда средняя плотность энергии $dw = 10^{-5}$ эрг/см³ (10^{-6} Дж/м³). Общая же величина энергии Δw получается умножением плотности ее на объем Земли и пространство вокруг Земли, что дает $\Delta w = 3 \cdot 10^{22}$ эрг ($3 \cdot 10^{15}$ Дж). Продолжительность бури, для которой производился расчет плотности энергии, составляла 28 ч, поэтому, разделив величину полной энергии Δw на количество секунд в 28 ч, получим приращение общей энергии магнитного поля Земли в течение одной секунды, равное $3 \cdot 10^{17}$ эрг/с ($3 \cdot 10^{10}$ Дж/с). Энергия же, получаемая Землей от Солнца, составляет $2 \cdot 10^{24}$ эрг/с ($2 \cdot 10^{17}$ Дж/с). Таким образом, на образование магнитных бурь требуется ничтожная часть общей энергии, излучаемой Солнцем.

Причина того, почему эта часть энергии Солнца переходит в магнитную лишь в определенные моменты времени, связана с явлениями в активных областях Солнца, какими являются пятна, протуберанцы и т. д. Наблюдения за солнечной поверхностью показывают, что в эти моменты интенсивность ультрафиолетового излучения заметно увеличивается, т. е. как будто бы увеличивается температура Солнца. Поэтому предполагается, что в периоды повышенной деятельности Солнца активные области, где имеются солнечные пятна, излучают интенсивную ультрафиолетовую радиацию и одновременно выбрасывают большое число положительно и отрицательно заряженных частиц: электронов, ионов и т. д.

Так, например, если бы 0,0001 часть солнечной поверхности излучала, как черное тело при абсолютной температуре 30 000°, то солнечная постоянная увеличилась бы на 0,74%, а энергия на волнах 0,35; 0,4; 0,5; 0,6 мкм соответственно увеличивалась бы на 3,2; 1,7; 0,75 и 0,032%. Этой добавочной энергии было бы вполне достаточно для образования магнитных бурь.

Повторяемость магнитных возмущений через промежутки времени в 27 дней, равные периоду вращения Солнца, дала повод

к предположению, что излучение от активных областей происходит или в форме узкого пучка, вращающегося вместе с солнечным диском, или же в форме периодически действующего широкого пучка. При этом следует признать, что в образовании магнитных бурь и полярных сияний принимает участие главным образом корпускулярное излучение Солнца, хотя были попытки считать основным их источником ультрафиолетовую часть солнечного спектра. Однако такие попытки оказались безуспешными, и поэтому теория полярных сияний, основанная на ультрафиолетовом излучении активных областей Солнца, в настоящее время потеряла свое значение.

§ 1. Теория полярных сияний К. Штёрмера

Тот факт, что полярные сияния наблюдаются по преимуществу в высоких широтах, вблизи магнитного полюса, и направление лучей их совпадает с направлением силовых линий магнитного поля Земли, заставляет искать причину их возникновения в движении зарядов в высоких слоях атмосферы под действием этого поля.

Оставляя пока открытым вопрос о том, каким образом и откуда появляются эти заряды, рассмотрим движение зарядов, имеющих начальную скорость v , в магнитном поле Земли, предполагая, что заряды не взаимодействуют друг с другом. В таком случае задача сведется к рассмотрению движения одного заряда — электрона или протона. Решение этой задачи было дано К. Штёрмером в начале текущего столетия [60]. Оно состоит в решении дифференциальных уравнений движения заряда в неоднородном магнитном поле диполя, каким является поле Земли. Таким образом, по существу вся теория К. Штёрмера сводится к решению задачи о движении электрона в магнитном поле диполя.

Уравнение движения заряженной частицы в магнитном поле имеет вид:

$$m \frac{d^2 \mathbf{r}}{dt^2} = \frac{e}{c} \left(\frac{d\mathbf{r}}{dt} \times \mathbf{H} \right), \quad (52)$$

где e — заряд частицы; m — масса; \mathbf{r} — радиус-вектор, проведенный из начала координат. Если начало координат совместить с центром диполя, а ось z направить по оси диполя, магнитный момент которого M , то напряженность поля \mathbf{H} выразится согласно (1.51), как $\mathbf{H} = (3Mz/r^5)\mathbf{r} - M/r^3$. Вследствие этого уравнение (52) имеет вид:

$$\frac{d^2 \mathbf{r}}{dt^2} = \frac{Me}{mcr^5} \left[\frac{d\mathbf{r}}{dt} \times \left(3z\mathbf{r} - r^2 \frac{\mathbf{M}}{M} \right) \right].$$

Вводя новую переменную $ds = vdt$ (v — скорость движения заряда) и обозначая $k^2 = Me/(mcv)$, получаем следующие три уравнения в скалярном виде:

$$\frac{1}{k^2} \cdot \frac{d^2 x}{ds^2} = \frac{3z^2 - r^2}{r^5} \cdot \frac{dy}{ds} - \frac{3yz}{r^5} \cdot \frac{dz}{ds},$$

$$\frac{1}{k^2} \cdot \frac{d^2 y}{ds^2} = \frac{3xz}{r^5} \cdot \frac{dz}{ds} - \frac{3z^2 - r^2}{r^5} \cdot \frac{dx}{ds},$$

$$\frac{1}{k^2} \cdot \frac{d^2 z}{ds^2} = \frac{3z}{r^5} \left(y \frac{dx}{ds} - x \frac{dy}{ds} \right).$$

Умножим первое уравнение на x , второе — на y и сложим их почленно, точно так же умножим первое уравнение на y , второе — на x и вычтем одно из другого. В результате таких операций получим новую систему уравнений:

$$\begin{aligned} \frac{1}{k^2} \left[x \frac{d^2 x}{ds^2} + y \frac{d^2 y}{ds^2} \right] &= \frac{3z^2 - r^2}{r^5} \left[x \frac{dy}{ds} - y \frac{dx}{ds} \right], \\ \frac{1}{k^2} \left[y \frac{d^2 x}{ds^2} - x \frac{d^2 y}{ds^2} \right] &= \frac{3z - r^2}{r^5} \left[y \frac{dy}{ds} + x \frac{dx}{ds} \right] - \\ &\quad - \frac{3z}{r^5} \cdot \frac{dz}{ds} (x^2 + y^2), \\ \frac{1}{k^2} \cdot \frac{d^2 z}{ds^2} &= \frac{3z}{r^5} \left(y \frac{dx}{ds} - x \frac{dy}{ds} \right). \end{aligned} \quad (53)$$

Спроектируем вектор r на плоскость xy и обозначим проекцию его через R . Тогда $x = R \cos \varphi$, $y = R \sin \varphi$, где φ — угол между R и осью x . Продифференцировав эти выражения по s и произведя вычитание и сложение производных после умножения их на y и x и затем на x и y , получим:

$$x \frac{dy}{ds} - y \frac{dx}{ds} = R^2 \frac{d\varphi}{ds}, \quad x \frac{dx}{ds} + y \frac{dy}{ds} = R \frac{dR}{ds}.$$

Дифференцируя вторично по s и произведя такую же операцию сложения и вычитания, будем иметь:

$$\begin{aligned} x \frac{d^2 y}{ds^2} - y \frac{d^2 x}{ds^2} &= \frac{d}{ds} \left(R^2 \frac{d\varphi}{ds} \right), \\ x \frac{d^2 x}{ds^2} + y \frac{d^2 y}{ds^2} &= R \frac{d^2 R}{ds^2} - R^2 \left(\frac{d\varphi}{ds} \right)^2. \end{aligned}$$

Постоянную k можно положить равной единице, что равносильно измерению всех длин в единицах k . Подставляя эти значения сумм и разностей в уравнение (53) и полагая $k=1$, получаем

$$\begin{aligned} \frac{d^2 R}{ds^2} &= R \left(\frac{d\varphi}{ds} \right)^2 + R \frac{3z^2 - r^2}{r^5} \cdot \frac{d\varphi}{ds}, \\ \frac{d}{ds} \left(R^2 \frac{d\varphi}{ds} \right) &= - \frac{3zR^2}{r^5} \cdot \frac{dz}{ds} + R \frac{3z^2 - r^2}{r^5} \cdot \frac{dR}{ds}, \\ \frac{d^2 z}{ds^2} &= - \frac{3z}{r^5} R^2 \frac{d\varphi}{ds}. \end{aligned} \quad (54)$$

Принимая во внимание, что $r^2 = R^2 + z^2$, легко показать справедливость следующих уравнений:

$$\frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{R^2}{r^3} \right) = - \frac{3zR^2}{r^5}, \quad \frac{\partial}{\partial R} \left(\frac{R^2}{r^3} \right) = R \frac{3z - r^2}{r^5}.$$

Поэтому второе уравнение предыдущей системы приводится к виду

$$\frac{\partial}{\partial s} \left(R^2 \frac{d\varphi}{ds} \right) = - \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{R^2}{r^3} \right) \frac{dz}{ds} - \frac{\partial}{\partial R} \left(\frac{R^2}{r^3} \right) \frac{dR}{ds}, \quad (55)$$

или после интегрирования

$$R^2(d\varphi/ds) = -(2\gamma + R^2/r^3), \quad (56)$$

где γ — постоянная интегрирования, меняющаяся в пределах от $-\infty$ до $+\infty$. Заменяв производную $d\varphi/ds$ в первом и третьем уравнениях системы (54) из уравнений (55) и (56), получим:

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 R}{\partial s} &= \left(\frac{2\gamma}{R} + \frac{R}{r^3} \right) \left(\frac{2\gamma}{R^2} + \frac{3R^2}{r^5} - \frac{1}{r^3} \right), \\ \frac{d^2 z}{ds^2} &= \left(\frac{2\gamma}{R} + \frac{R}{r^3} \right) \frac{3Rz}{r^5}. \end{aligned} \quad (57)$$

Далее, так как ds представляет элемент дуги траектории частицы, то, воспользовавшись его выражением $ds^2 = dR^2 + dz^2 + R^2 d\varphi^2$, можем записать:

$$1 - R^2 \left(\frac{d\varphi}{ds} \right)^2 = \left(\frac{dR}{ds} \right)^2 + \left(\frac{dz}{ds} \right)^2,$$

или, заменив $d\varphi/ds$ из уравнения (56), найдем:

$$1 - R^2 \left(\frac{d\varphi}{ds} \right)^2 = \left(\frac{dR}{ds} \right)^2 + \left(\frac{dz}{ds} \right)^2.$$

Нетрудно показать, что правые части уравнения (57) представляют соответственно частные производные по R и z от функции $Q/2$; поэтому систему уравнений (57) можно заменить системой

$$\frac{\partial^2 R}{ds^2} = \frac{1}{2} \cdot \frac{\partial Q}{\partial R}, \quad \frac{\partial^2 z}{ds^2} = \frac{1}{2} \cdot \frac{\partial Q}{\partial z}, \quad (58)$$

$$Q = \left(\frac{dR}{ds} \right)^2 + \left(\frac{dz}{ds} \right)^2. \quad (59)$$

Следовательно, интегрирование системы уравнений (52) сводится к интегрированию уравнений (58) и (59).

Из уравнений (58) видно, что они определяют траекторию движения заряда в плоскости, проходящей через ось z и радиус-вектор \mathbf{R} . Уравнение (59) определяет вращение этой плоскости как целого вокруг оси z . Таким образом, задача по определению движения заряда в пространстве сводится к двум задачам: определению движения его в плоскости zR и определению вращения этой плоскости вокруг оси z .

Однако, не решая задачи, а пользуясь свойствами функции Q , легко найти те области пространства, в которых может двигаться заряд. Так как, согласно уравнению (59), Q не может принимать отрицательных значений, то координаты заряда должны всегда удовлетворять уравнению

$$2\gamma/R + R/r^3 = p, \quad (60)$$

где p — число, по абсолютной величине меньшее единицы, т. е. $-1 < p < 1$. Следовательно, для каждого значения произвольной постоянной имеется область пространства, ограниченная с одной стороны поверхностью, получающейся путем вращения кривой, определяемой уравнением $2\gamma k/R + R/r^3 = 1$, и такой же поверх-

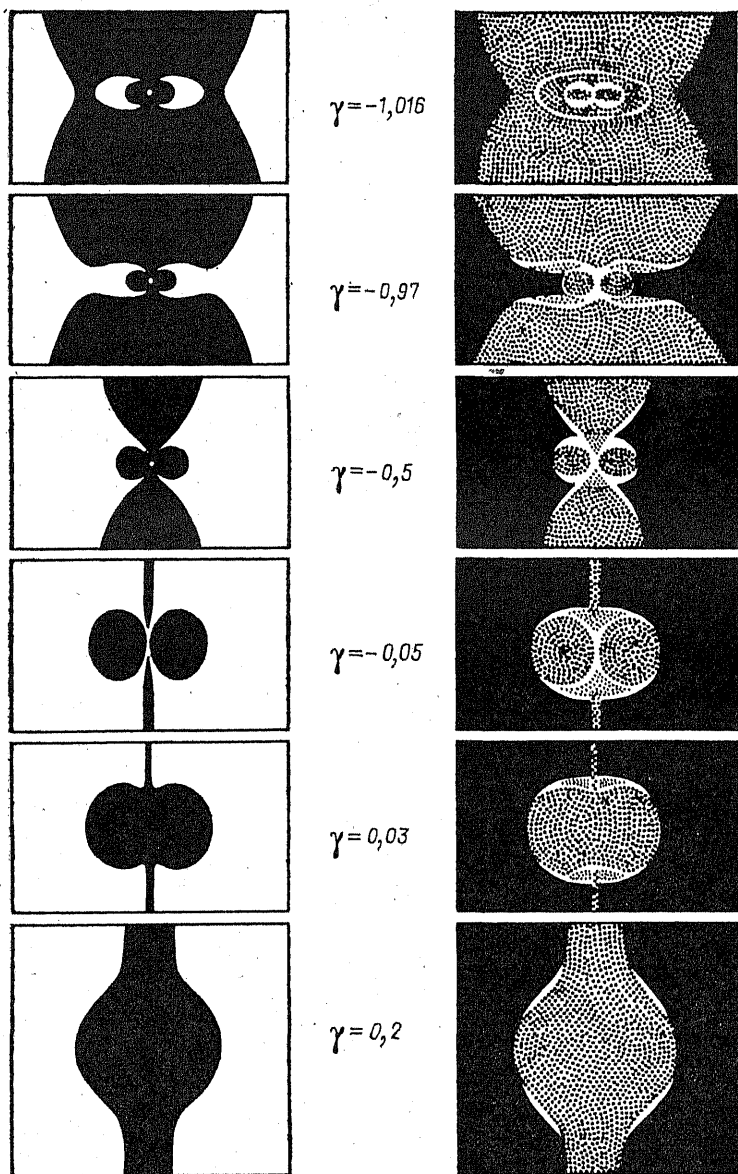


Рис. 233. Области Q , в которых могут двигаться электроны в магнитном поле Земли.

Белые части рисунка — меридиональная плоскость; зачернены области, куда заряды не могут проникать; штриховка частая и редкая — частичное попадание электронов.

ностью, определяемой уравнением $2\gamma k/R + R/r^3 = -1$. Это пространство, из которого заряд при данном γ_k не может выйти, К. Штёрмер обозначил Q_γ .

Кривую, определяемую уравнением (60), можно представить в полярных координатах, если заменить в нем $R = r \cos \psi$ и решить его относительно r :

$$r = (\gamma \pm \sqrt{\gamma^2 + \cos^3 \psi}) / (\cos \psi).$$

К. Штёрмер дал полный анализ этих кривых и соответствующих им областей. Выводы, к которым он пришел, заключаются в следующем. Если постоянная интегрирования $\gamma > 0$, то ни один заряд не может проникнуть в область, лежащую вблизи диполя. Если $\gamma < -1$, то для каждого γ имеются две области, где могут двигаться заряды: одна из них лежит вне области диполя, так что заряды, приходящие из бесконечности, не достигают диполя, а вторая, узкая область, проходит через диполь. И, наконец, если $-1 < \gamma < 0$, то обе эти области сливаются в одну, и заряд, приходящий из бесконечности, может достичь диполя. На рис. 233 показан разрез этих областей меридиональной плоскостью (белые части рисунка) и те области, куда заряды не могут проникнуть (черные области). Обращает на себя внимание особенность: при $-1 < \gamma < 0$ вокруг диполя находится область, подобная тору, куда не может проникнуть заряд извне. Уравнение меридиональной кривой этого тора будет, очевидно: $r = [-\gamma_1 + \sqrt{(\gamma_1^2 + \cos^3 \psi)}] / (\cos \psi)$, или, так как r всегда положительно: $r = \cos^2 \psi / [\gamma_1 + \sqrt{(\gamma_1^2 + \cos^3 \psi)}]$, где $\gamma_1 = -\gamma$.

На рис. 234 показан меридиональный разрез областей вблизи диполя. Рассмотрение этих областей показывает, что для полярных сияний имеют значение лишь области, у которых $-1 < \gamma < 0$, так как, по предложению, заряды к Земле приходят от Солнца, т. е. практически из бесконечности. Но для этих значений γ области Q_γ

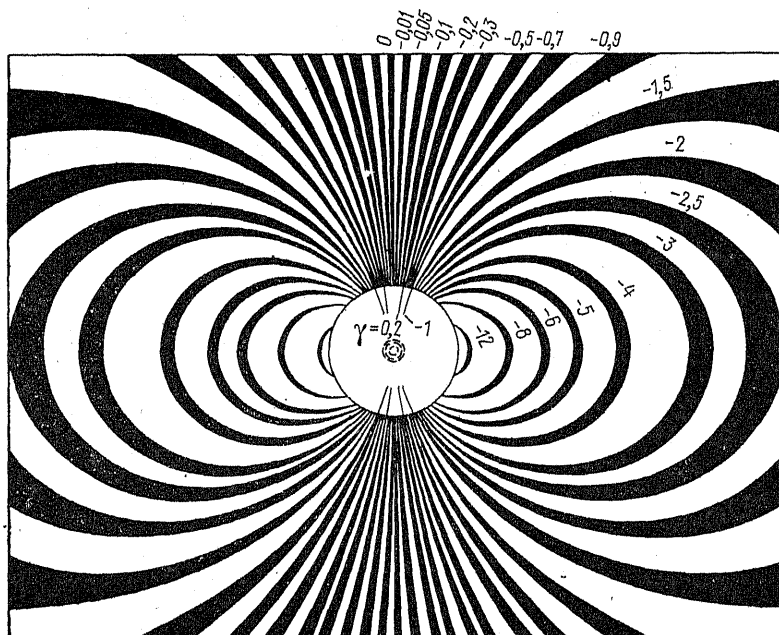


Рис. 234. Области Q_γ , в которых могут двигаться электроны вблизи земного шара (светлые области рисунка).

соприкасаются с Землей лишь в ограниченной части ее поверхности, вблизи северного и южного магнитных полюсов, как это можно видеть на рис. 234. Эта часть поверхности Земли ограничена кругом, который является результатом сечения поверхности атмосферы поверхностью тора, определяемого уравнением

$$r = k \cos^2 \psi / [1 + \sqrt{1 + \cos^2 \psi}]. \quad (61)$$

Здесь множитель $k = \sqrt{[Me/(mcv)]}$ поставлен, чтобы выразить r в сантиметрах.

Пусть этот тор пересекает окружность верхних слоев атмосферы в точке P (рис. 235). Обозначим расстояние от центра Земли до точки P через Δ , а угол zOP через θ , тогда из уравнения (61) получим: $\Delta[1 + \sqrt{1 + \sin^2 \theta}] = k \sin^2 \theta$, откуда $k^2 \sin^2 \theta - \Delta^2 \sin \theta - 2k\Delta = 0$, и, следовательно, $\sin \theta = \sqrt{(2\Delta/k + \Delta^4/4k^2) + \Delta^2/(2k^2)}$. Так как Δ практически мало по сравнению с k , то, пренебрегая высшими степенями, получаем $\sin \theta = \sqrt{2\Delta/k}$.

К. Штёрмер нашел, что значение k для β -лучей радия составляет $(1,4 \div 2,2) \cdot 10^6$, для катодных лучей — $(4,0 \div 8,9) \cdot 10^6$ и для α -лучей — $(1,4 \div 1,7) \cdot 10^5$ км. Следовательно, для β -лучей $\theta = 4 \div 6^\circ$, для катодных лучей $\theta = 2 \div 4^\circ$ и для α -лучей $\theta = 16 \div 19^\circ$, т. е. наибольшее отклонение частиц от магнитного полюса составляет 19° , тогда как максимальная зона полярных сияний отстоит от полюса на 23° и спускается при сильных магнитных бурях до 30 , 40 и даже до 50° . Такое противоречие теоретических выводов и наблюдаемых фактов можно обойти, если предположить существование кольцевого тока в плоскости магнитного экватора на расстоянии нескольких радиусов земного шара. Этот ток уменьшает напряженность магнитного поля Земли и тем самым уменьшает величину k . При сильных магнитных бурях этот ток возрастает, вследствие чего зона полярных сияний расширяется.

Возвращаясь к рассмотрению системы уравнений (58), следует отметить, что они не интегрируются в простейших функциях и требуют для своего решения приближенных методов. Однако, не прибегая к их решению, можно сделать некоторые заключения о виде траектории в меридиональной плоскости zR . Действительно, если переменную s отождествить со временем, то Q будет представлять собой силовую (потенциальную) функцию. Поэтому, нанеся на плоскость уровенные линии Q через одинаковые промежутки, мы

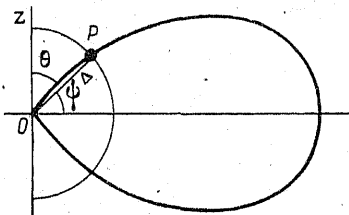


Рис. 235. К выводу формулы для определения кошироты зоны полярных сияний.

можем построить направление сил, действующих на заряд. Легко видеть, что когда γ становится отрицательной, сила равна нулю в точке $R = -\gamma^{-1}$, а также на уровневой линии $Q=1$. Точка $R = -\gamma^{-1}$, $z=0$ является двойной точкой уровневой линии. Благодаря такой механической интерпретации анализ траектории значительно упрощается.

Между траекториями в пространстве и траекториями в меридиональной плоскости zR существует простая геометрическая связь. Положим, что точка M (рис. 236) лежит одновременно на пространственной траектории B и на траектории K в плоскости zR , и пусть касательная T к кривой B в точке M составляет с нормалью N к меридиональной плоскости угол θ . В таком случае проекция элемента дуги ds на нормаль N будет $ds \cos \theta$. С другой стороны, эта проекция, как нетрудно видеть, будет равна $R d\varphi$, и поэтому $\cos \theta = R(d\varphi/ds)$, откуда на основании (56) $\cos \theta = 2\gamma R + R/r^3$. Следовательно, $\cos \theta$ — та же самая величина, которую мы обозначили через p . Далее, введя функцию Q , получим $\cos \theta = \pm \sqrt{1-Q}$, $\sin \theta = \sqrt{Q}$. Отсюда следует, что если кривая K пересекает уровневую линию $Q=0$, то касательная к кривой B будет перпендикулярна меридиональной плоскости. При этом, так как уровневых линий $Q=0$ всегда две (соответствующих значениям $p=1$ и $p=-1$) и одна из них лежит внутри линии $Q=1$, то при пересечении линии $Q=0$ внутри $Q=1$ направление движения заряда совпадает с направлением увеличения φ , при пересечении же вне линии $Q=1$ движение заряда противоположно увеличению угла φ .

Однако для нахождения траектории движения заряда, помимо этих общих выводов, К. Штёрмеру потребовалось решение системы уравнений (58) и (59). Их решения найдены методом численного интегрирования в виде бесконечных рядов для r и φ . Так, для значений $-1 < \gamma < 0$ и $r < 0,2$, т. е. вблизи диполя, были получены следующие выражения для r и φ :

$$r = \frac{\cos^2 \psi}{2\gamma} + \frac{3}{8} \cdot \frac{1}{(2\gamma)^5} \left[\cos^{10} \psi + \cos^{12} \psi + \frac{15}{16} \cos^{14} \psi + \frac{27}{32} \cos^{16} \psi + \dots \right],$$

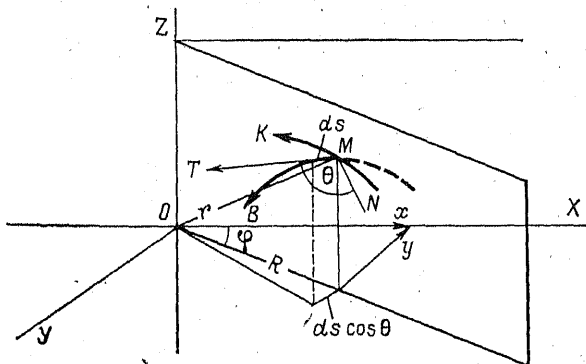


Рис. 236. К выводу уравнения, связывающего траектории движения электрона в пространстве и в меридиональной плоскости.

$$\varphi = -\frac{180}{\pi} \left[\frac{3}{16} r^2 + \frac{9\gamma}{32} r^3 + \frac{453}{1024} r^4 + \dots \right].$$

Вид кривых, соответствующих этим уравнениям, для разных значений γ показан на рис. 237, где изображена проволочная модель траекторий заряженных частиц вблизи диполя. На рис. 238 показаны траектории движения электронов, которые приходят из бесконечности в экваториальную плоскость. Все траектории, имеющие $\gamma < -1$, лежат вне круга (рис. 238 а), соответствующего $\gamma = -1$. Если $-0,5 > \gamma > -1$, то траектории проникают внутрь этого круга (рис. 238 б) и, следовательно, могут приблизиться к диполю.

Анализируя результаты математических выводов, следует сказать, что кроме объяснения зоны возникновения полярных сияний можно интерпретировать также появление полярных сияний в ночные часы: заряды, приближаясь к Земле, огибают ее и выходят в атмосферу с противоположной стороны от Солнца. Точно так же можно объяснить и полярные сияния, наблюдаемые в дневные часы, которые соответствуют траекториям электронов с малыми значе-

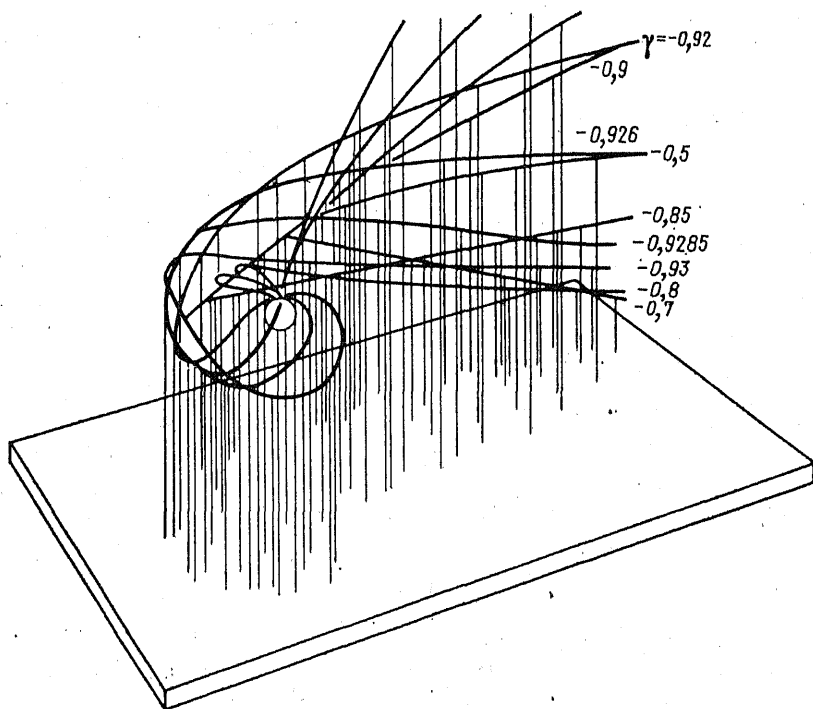


Рис. 237. Проволочная модель траекторий электронов при разных значениях γ .

ниями γ или же со значениями γ от 0,93 до 1, когда обгибают Землю несколько раз.

Кроме того, в рамках теории Штёрмера поведение лучистых форм сияний можно интерпретировать следующим образом. В лучистых формах сияний наблюдаются быстрые и значительные изменения в их интенсивности и положении в течение короткого периода времени, особенно когда возникают сияния в форме драп-ри. Если предположить, что лучистые формы образуются узким пучком заряженных частиц, излучаемых Солнцем, то из всего потока частиц достигают Земли только те, направление движения которых составляет с магнитной осью Земли определенный угол. Поскольку магнитная ось вследствие вращения Земли меняет свое направление по отношению к траектории частиц, то меняется и направление лучей, т. е. одни лучи исчезают, другие возникают. Но дугообразные формы сияний на основе этой теории не находят своего объяснения.

Вычисления К. Штёрмера, проливая много света на образование полярных сияний, не смогли все же охватить всего комплекса явлений, наблюдаемых при их появлении. Они не смогли объяснить и функциональной связи между движением зарядов вблизи диполя и магнитными возмущениями, указав лишь на качественную сторону этой связи: движущиеся заряды должны вызывать магнитное поле. Так как математические выводы здесь безупречны, то несоответствие их во многих случаях с наблюдаемой картиной объясняется несостоятельностью того предположения, что электроны при своем движении не взаимодействуют друг с другом.

Однако, принимая во внимание, что траектории электронов, вычисленные К. Штёрмером, во многом совпадают с наблюдаемыми и, кроме того, подтверждаются непосредственными опытами с катодными лучами, проходящими мимо намагниченного шара, произведенными в разное время разными исследователями, [75, 78], то, не отвергая математических построений и выводов, необходимо лишь заменить основную предпосылку об однородном не взаимодействующем пучке электронов другой предпосылкой, которая по-

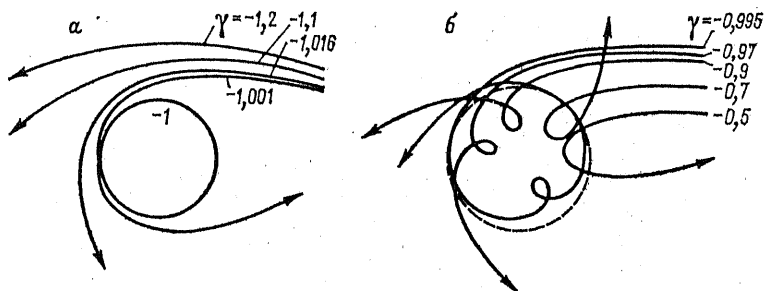


Рис. 238. Траектории электронов в экваториальной плоскости.

а: $\gamma < -1$; б: $-1 < \gamma < -0,5$

зволюла бы в основном оставить математические выводы, но сделать их не противоречащими опытным данным. Первые из таких попыток принадлежат С. Чепмену, К. Ферраро и Х. Альвену [3*, 84].

§ 2. Взаимодействие солнечного ветра с геомагнитным полем.

Строение магнитосферы

Поле DCF. Исследуя основные закономерности развития геомагнитных бурь и их связь с явлениями на Солнце, С. Чепмен пришел к выводу, что причиной возникновения бури может быть сжатие геомагнитного поля потоком хорошо проводящей солнечной плазмы, окружающей Землю во время бури [83]. Однако последующие исследования показали, что поток солнечной плазмы (солнечный ветер) присутствует всегда, а не только во время бури [9*, 85].

Существование такого потока проводящей плазмы коренным образом меняет электродинамическую ситуацию в окрестностях Земли. В результате взаимодействия потока с геомагнитным полем в этом потоке образуется полость, вдоль границ которой в узком ($\delta \approx 10^7$ см) переходном слое текут электрические токи, поле которых полностью компенсирует геомагнитное поле во всем пространстве вне полости. Таким образом, силовые линии геомагнитного поля оказываются целиком замкнутыми внутри полости, получившей название *магнитосферы*.

Теоретический расчет интенсивности и конфигурации геомагнитного поля, искаженного токами, текущими по поверхности магнитосферы, представляет собой чрезвычайно сложную проблему. Поэтому рассмотрим сначала упрощенную модель, в которой форма границы магнитосферы предполагается фиксированной и плоской. Эта модель позволяет получить строгое и одновременно простое и физически наглядное решение, в целом правильно описывающее основные особенности возмущенного солнечным ветром геомагнитного поля.

Итак, предположим, что поток солнечной плазмы имеет плоскую поверхность, перпендикулярную линии Земля — Солнце. При движении потока в магнитном поле Земли (аппроксимируемом полем диполя, перпендикулярного плоскости эклиптики) на его поверхности индуцируются токи, в результате чего на эту поверхность действует сила Ампера, тормозящая и в конце концов останавливающая поток на расстоянии R_0 от Земли. Пусть линия AA' на рис. 239 а соответствует меридиональному сечению этой стационарной границы. Если поверхностный слой является идеально проводящим, то магнитное поле справа от поверхности потока должно равняться нулю. Следовательно, поле поверхностных токов в полупространстве V_2 эквивалентно полю диполя с магнитным моментом $\mathbf{M} = -\mathbf{M}_\oplus$, помещенного, как и исходный диполь, в точке O . В полупространстве V_1 поле этих токов в силу симметрии задачи

ние *нейтральных точек*. Очевидно, что в рассматриваемом случае дипольного поля и плоской границы потока лишь одна из меридиональных плоскостей (плоскость полуденного меридиана) может быть перпендикулярной поверхности потока, и, следовательно, нейтральных точек может быть всего две. Конфигурация силовых линий геомагнитного поля, возмущенного солнечным ветром, показана на рис. 239 б.

Положение нейтральных точек на прямой AA' можно найти из условия (62):

$$B_t^{(1)}(Q) = 2 \left\{ \frac{3(M_E \cdot r) r_t}{r^5} - \frac{M_E}{r^3} \right\} = 0,$$

откуда следует, что $3 \sin^2 \Phi_0 - 1 = 0$ или $h = \pm r_0 / \sqrt{2}$, где $h = QQ'/2$.

Особое значение нейтральных точек состоит в том, что вдоль силовых линий, проходящих через эти точки, плазма из солнечного потока может проникать в глубь магнитосферы.

Величина R_0 легко может быть найдена по наземным наблюдениям интенсивности DCF -возмущения:

$$\delta B(DCF) = M_E / (2f_0 R_E)^3 = B_0 / (8f_0^3), \quad (63)$$

где $f_0 \equiv R_0 / R_E$ и $B_0 = M_E / R_E^3 = 30\,000 \gamma$ — интенсивность главного геомагнитного поля на поверхности Земли при $\Phi = 0$. Следовательно, $f_0 \approx 16(\delta B)^{-1/3}$ (B измеряется в гаммах), т. е. при обычно наблюдаемых величинах $\delta B = (10 \div 50) \gamma$ $f_0 = 7,2 \div 4,3$. Величина R_0 в зависимости от физических параметров потока может быть приблизительно оценена из условия баланса давлений в подсолнечной точке $P(\Phi = 0, r = R_0)$: $2\pi n m v^2 = B^2 / (8\pi)$, откуда

$$R_0 = [M_E^2 / (4\pi n m v^2)]^{1/6}. \quad (64)$$

Из равенства (64) видно, что расстояние от потока до Земли очень слабо зависит от плотности частиц в потоке ($R_0 \approx n^{-1/6}$) или его скорости ($R_0 \approx v^{-1/6}$). Подставляя величину R_0 из (64) в равенство (63), можно получить явное выражение величины DCF -поля (в точке O) через параметры потока:

$$\delta B = 0,0064 \sqrt{n} v. \quad (65)$$

Поскольку скорость солнечного ветра приблизительно известна, выражение (65) позволяет оценить концентрацию плазмы в солнечном корпускулярном потоке. Например, при $\delta B = 25 \gamma$ и $v = 1000$ км/с $n = 15$ см⁻³. Непосредственные наблюдения на спутниках показали [9*], что по порядку величин скорость и концентрация частиц в солнечном ветре совпадают с полученными в работе [85] их значениями.

Таким образом, теоретические исследования С. Чепмена, К. Ферраро и Д. Мартина позволили получить, как теперь можно считать, достоверные сведения о параметрах солнечного ветра

задолго до появления первых экспериментальных работ в этой области.

Однако во всех приведенных выше расчетах предполагалось, что поверхность потока является плоской. В действительности вследствие того, что магнитное поле в разных точках поверхности потока имеет различные величины и направление, эта поверхность должна быть искривленной. Форма дневной поверхности магнитосферы приближенно была рассчитана в целом ряде работ. Несмотря на то, что в этих работах использовались разные методы расчета, их результаты не очень отличаются друг от друга. Величина магнитного поля, создаваемого токами, текущими вдоль поверхности магнитосферы, была рассчитана Г. Мидом [122].

Поскольку поверхность дневной части магнитосферы близка к полусфере и вне магнитосферы поле поверхностных токов эквивалентно дипольному, можно ожидать, что внутри магнитосферы, во всяком случае в ее головной части, поле этих токов будет близко к однородному. Разложив вычисленное поле возмущения в ряд по сферическим гармоникам, Г. Мид нашел, что оно, действительно, достаточно хорошо представляется уже двумя первыми гармониками. В декартовой системе координат с началом в центре Земли, осью x , направленной к Солнцу, и осью z , перпендикулярной плоскости эклиптики, это поле может быть записано в виде

$$\delta B_x = \sqrt{3} g_1^1 Z; \delta B_y = 0;$$

$$\delta B_z = -g_1^0 + \sqrt{3} g_1^1 X.$$

Величина коэффициентов g_{1n}^m при этом оказывается равной:

$$g_1^0 = -0,2515/R_0^3, \quad g_1^1 = 0,1215/R_0^4. \quad (66)$$

Здесь величина R_0 выражена в радиусах Земли. Как видно из формул (66), поле $B(DCF)$ с большой точностью можно считать однородным. Особенности географического распределения поля DCF на поверхности Земли в целом подтверждают этот вывод [52]. Из формул (66) видно, что для создания поля DCF в $25\gamma R_0$ должно быть порядка 10, вместо 5,5, как это следует из модели Чепмена — Ферраро. Подставляя в (66) выражение R_0 в явном виде, получаем, что на поверхности Земли

$$\delta B(DCF) \approx \delta B_z(DCF) = 0,0305 \sqrt{n} v. \quad (67)$$

Сопоставляя равенства (65) и (66), мы видим, что интенсивность DCF -поля в трехмерной модели Г. Мида и Д. Берда оказывается при тех же параметрах корпускулярного потока приблизительно в пять раз больше [121, 123], чем в модели Чепмена — Ферраро.

Строение магнитосферы. Вычислив поле DCF , легко получить конфигурацию суммарного магнитного поля в магнитосфере Земли.

Соответствующие расчеты показывают [122], что основные особенности в ходе силовых линий геомагнитного поля, искаженного солнечным ветром, отмеченные С. Чепменом и К. Ферраро, полностью сохраняются в модели Мида — Берда (рис. 240). В самом деле, силовые линии, лежащие в плоскости полуденного меридиана, отчетливо делятся на две группы или два пучка: силовые линии, пересекающие дневную поверхность Земли на широтах, меньших некоторой критической широты Φ_0 , пересекают плоскость экватора на дневной стороне магнитосферы, в то время как силовые линии, входящие в полярные шапки или исходящие из них ($\Phi > \Phi_0$), уносятся солнечным ветром на ночную сторону магнитосферы. При этом на поверхности магнитосферы имеются две точки (А и Б), полностью аналогичные нейтральным точкам С. Чепмена, в которых интенсивность поля B равна нулю. Широта нейтральных точек в модели Мида — Берда в результате искривленности поверхности магнитосферы оказывается значительно больше, чем в модели Чепмена — Ферраро, и при $R_0 = 10R_E$ $\Phi_0 \simeq 82^\circ$.

На рис. 241 показана экспериментально полученная Д. Ферфилдом [96] конфигурация силовых линий геомагнитного поля в плоскости полуденно-полуночного меридиана по данным 1500-часовых наблюдений на спутниках IMP-1—3. Сопоставляя рис. 240 и 241, легко видеть, что для дневной части магнитосферы наблюдается

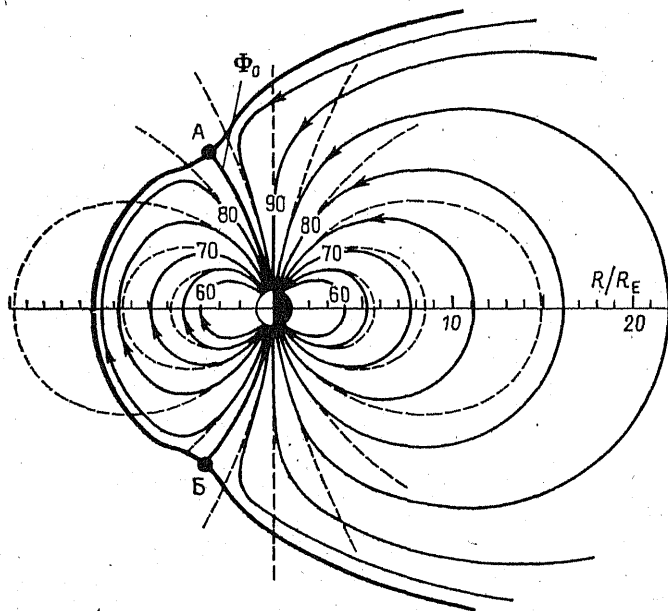


Рис. 240. Конфигурация силовых линий геомагнитного поля по модели Г. Мида и А. Берда (сплошные линии).

Пунктир — силовые линии невозмущенного дипольного поля; остальные объяснения см. в тексте.

хорошее соответствие экспериментальных и теоретических данных, что позволяет принять результаты расчетов Г. Мида и Д. Берда как достоверные. Что же касается ночной части магнитосферы, то здесь положение оказывается значительно более сложным. Дело в том, что, как видно из рис. 240, в модели Г. Мида силовые линии геомагнитного поля на ночной стороне магнитосферы, так же как и на дневной, сжимаются солнечным ветром. В действительности же наблюдается существенно иная картина (см. рис. 241), характеризующаяся тем, что начиная с некоторого расстояния ($7 \div 10 R_E$) вертикальная компонента поля становится мала, так что силовые линии геомагнитного поля оказываются вытянутыми в антисолнечном направлении, образуя хвост магнитосферы.

Величина поля B_t в хвосте магнитосферы исследовалась в работах [74, 88]. Выяснилось, что интенсивность B_t на расстояниях $15 \div 20 R_E$ составляет в среднем 15γ и монотонно убывает с расстоянием по закону $B_t \simeq |x|^{-0.3 \pm 0.2}$.

Физические процессы, приводящие к формированию нейтрального слоя, все еще неясны. Можно лишь утверждать, что довольно интенсивные токи, текущие в этом слое, связаны с присутствием в нем плазмы относительно большой концентрации. В самом деле, как показывают спутниковые данные [86], нейтральный слой

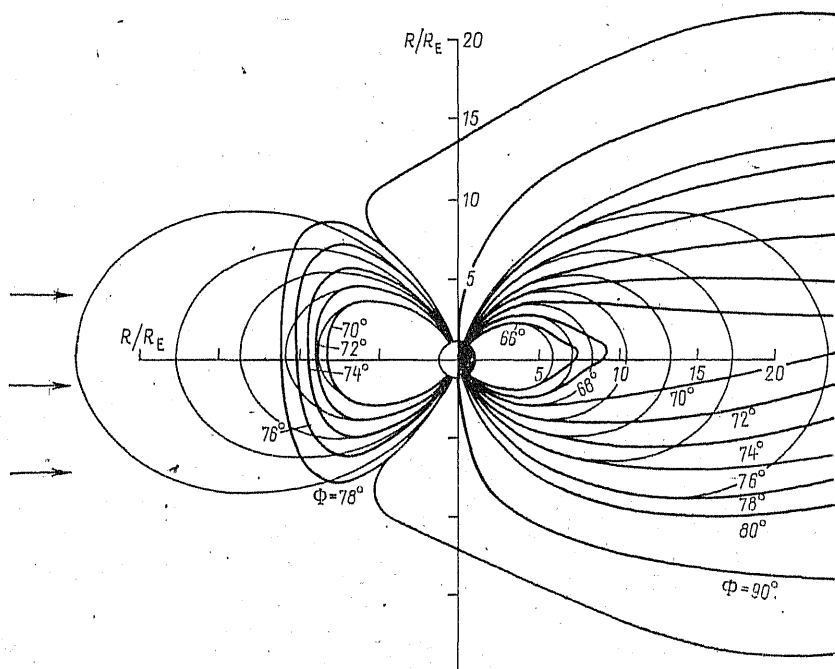


Рис. 241. Конфигурация силовых линий геомагнитного поля по данным спутников IMP-1 — 3.

Тонкие линии — дипольное поле; жирные — конфигурация силовых линий магнитного поля.

погружен в плазменный слой. В целом структура геомагнитного поля и распределение плазмы в магнитосфере Земли имеют вид, представленный на рис. 242 [106]. На рисунке показаны плазмосфера, пояс DR -токов, дневной касп, плазменный и нейтральный слои и высокоширотная часть хвоста магнитосферы.

Плазмосфера — ближайшая к Земле область ионосферы — представляет собой продолжение ионосферы. Она заполнена относительно плотной и холодной ($\epsilon \leq 1$ эВ) плазмой. Характерной чертой плазмосферы является ее относительно резкая граница — *плазмопауза*, где концентрация частиц на расстоянии в несколько сотен километров падает на один-два порядка.

Пояс DR -токов состоит в основном из достаточно горячей ($\epsilon = 5 \div 50$ кэВ) и плотной плазмы ($\beta \geq 1$, $\beta = n_e / (8\pi B^2)$).

Ночной касп* (магнитная ловушка с силовыми линиями, сходящимися под острым углом) в возмущенных условиях также заполнен относительно горячей ($\epsilon = 1 \div 10$ кэВ) и плотной ($n = 1 \div 10$ см $^{-3}$) плазмой.

Дневной касп образован вторгающимися из переходной области частицами с энергией порядка долей или единиц электронвольт.

Плазменный слой заполнен относительно малоэнергичными (ϵ порядка долей единиц килоэлектронвольт) частицами с довольно большой объемной концентрацией.

Нейтральный слой характеризуется малой интенсивностью магнитного поля и резким изменением его направления.

Силовые линии геомагнитного поля в высокоширотной части хвоста магнитосферы замыкаются на очень больших расстояниях

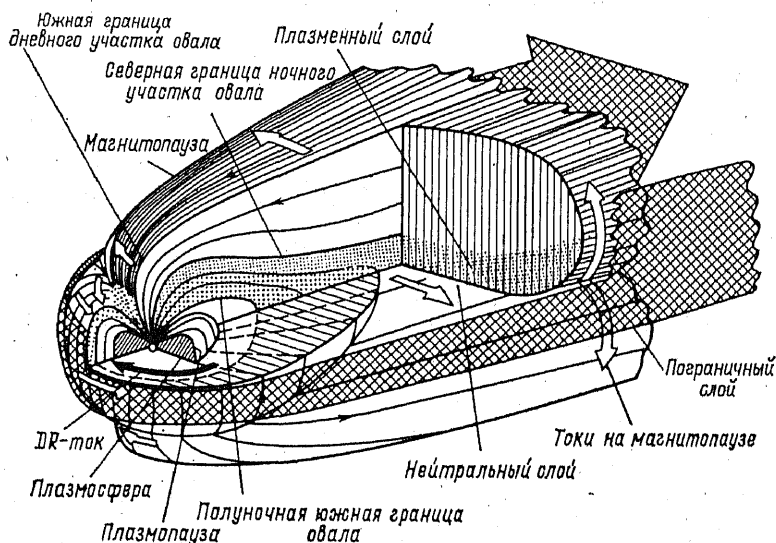


Рис. 242. Модель магнитосферы В. Хейккила.

* Касп (cusp) — мыс, острие (англ.).

от Земли или даже разомкнуты; концентрация плазмы в этой области очень мала.

Следует, однако, заметить, что магнитосфера Земли представляет собой чрезвычайно подвижное и изменчивое образование, параметры которого резко меняются; представленная на рисунке схема относится лишь к спокойной или мало возмущенной магнитосфере. Наиболее существенно магнитосфера изменяется во время магнитных бурь.

Развитие магнитосферной суббури по наземным данным. Развитие магнитосферной суббури в ее наземных проявлениях показано на рис. 243 [8*]. Из него видно, что протекание типичной суббури (рис. а) отчетливо можно разделить на три фазы, связанные с развитием целого комплекса явлений в магнитосфере и ионосфере Земли, в целом единого, для всех трех фаз, но каждая фаза характеризуется преобладанием одного из явлений этого комплекса.

Начальная (предварительная) фаза суббури начинается чаще всего в момент, когда вертикальная компонента межпланетного магнитного поля становится отрицательной [141]. Этот момент на поверхности Земли фиксируется следующими явлениями:

1) повышением интенсивности геомагнитного поля, отмечаемым на экваториальных и низкоширотных обсерваториях (рис. б);

2) генерацией цуга относительно длиннопериодных пульсаций $Pi2$ (рис. в);

3) интенсификацией сияний вдоль дневного сектора аврорального овала, обусловленной увеличением потока плазмы, которая вторгается вдоль силовых линий геомагнитного поля, проходящих через нейтральные точки (рис. г);

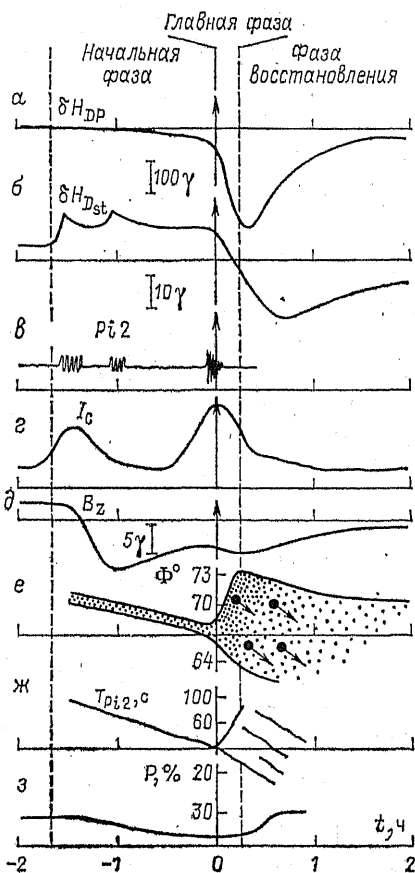


Рис. 243. Общая схема развития суббури.

а — вариация горизонтальной компоненты δH_{DP} магнитного поля в зоне сияний; б — вариация горизонтальной компоненты магнитного поля δH_{St} в низких широтах; в — генерация цуга относительно длиннопериодных пульсаций $Pi2$; г — вариации интенсивности сияний вдоль дневного сектора аврорального овала; д — вариации магнитного поля солнечного ветра B_z ; е — изменение положения границ полосы сияний и движения отдельных форм сияний в ходе бури; ж — изменение периода пульсаций $Pi2$; з — вариации вероятности наблюдения сияний в полярной шапке.

4) значительной интенсификацией токовой системы $DP2$ в полярных шапках.

Одновременно с обращением знака Z -компоненты межпланетного магнитного поля внутри магнитосферы возникает электрическое поле E (причины возникновения которого мы рассмотрим позже), направленное от утренней стороны к вечерней. Под влиянием этого поля плазма из хвоста магнитосферы начинает дрейфовать к Земле, вследствие чего в полуночном секторе полярной шапки наблюдается движение дуг полярных сияний к экватору (рис. *е*), сопровождаемое систематическим уменьшением периода пульсаций $Pi2$ (рис. *ж*). В этот же период происходит постепенное исчезновение сияний в полярной шапке (рис. *з*), связанное с изменением топологии геомагнитного поля в хвосте магнитосферы. По мере движения плазмы к Земле энергия частиц и их объемная концентрация возрастают, вследствие чего к концу предварительной фазы суббури ночной касп оказывается заполненным относительно плотной и горячей плазмой.

Главная фаза (брейк-ап) (см. гл. 4) начинается, согласно данным С. Акасофу, с резкой интенсификации одной из самых южных дуг, обусловленной быстрым развитием неустойчивости в авроральной плазме. Характер этой неустойчивости и непосредственная причина ее развития пока неизвестны. Попытки связать начало главной фазы с воздействием каких-либо внешних факторов показали, что если ионосфера к этому достаточно подготовлена, главная фаза может быть вызвана резким изменением любого из параметров солнечного ветра (например, его давления [155]), интенсивности или направления вмороженного в него магнитного поля [169]. Однако в большинстве случаев начало главной фазы, по-видимому, не связано с воздействием каких-либо внешних факторов и обусловлено бурным развитием плазменных неустойчивостей. Это обстоятельство свидетельствует о том, что к концу начальной фазы магнитосферная плазма находится в крайне неустойчивом состоянии.

Дальнейшее развитие бури можно представить следующим образом: в момент брейк-апа в магнитосфере вблизи внутренней кромки каспа генерируется волна неустойчивости, которая распространяется от источника во всех направлениях. Распространяясь вдоль плазменного слоя, эта волна вызывает быстрое возрастание скорости диффузии частиц по питч-углам (под питч-углом понимается угол между вектором скорости частицы и направлением магнитного поля) и высыпание частиц в атмосферу, сопровождаемое распространением волны свечения к полюсу, пересоединение ранее разомкнутых силовых линий магнитного поля и восстановление плазменного слоя.

Генерация электрических полей в магнитосфере: Приведенные в предыдущем разделе данные свидетельствуют о том, что развитие магнитной бури связано с появлением электрических полей в магнитосфере Земли. Идея существования крупномасштабных электрических полей в магнитосфере была впервые сформулирована У. Эксфордом, К. Хайнсом и Т. Данжи [69, 93]. За прошед-

шие с тех пор более чем десять лет появилось много работ, уточняющих или модифицирующих модели Эксфорда — Хайнса — Данжи, однако ясного представления о механизме генерации электрических полей в магнитосфере до сих пор нет. Детальный анализ различных теорий возникновения электрических полей в магнитосфере и их сопоставление содержатся в обзоре Т. Обаяши и А. Нишида [133]. Согласно данной в этом обзоре классификации, различные механизмы генерации электрических полей в магнитосфере могут быть объединены в следующие три группы:

- 1) поляризация (в поверхностных слоях магнитосферы) плазмы, движущейся под действием вязких сил поперек магнитного поля;
- 2) проникновение в магнитосферу межпланетного электрического поля, обусловленного движением мимо Земли намагниченного потока солнечной плазмы;
- 3) поляризация внутримagnetосферной плазмы, обусловленная различным дрейфом энергичных протонов и электронов.

Рассмотрим кратко конфигурацию и область существования электрического поля E , возникающего в результате действия перечисленных выше механизмов. Согласно первоначальной идее У. Эксфорда и К. Хайнса, электрическое поле в магнитосфере, направленное от утренней стороны Земли к вечерней, возникает в результате поляризации плазмы, движущейся по направлению к Земле под действием градиента газового давления. Градиент давления возникает в результате увлечения магнитосферной плазмы солнечным ветром и ее накопления в хвостовой части магнитосферы. Несколько измененная модель Эксфорда — Хайнса предполагает обратную зависимость: дрейф плазмы к Земле возникает в результате существования поля E , направленного от утренней стороны Земли к вечерней, тогда как само оно генерируется в узком поверхностном слое магнитосферной плазмы, увлекаемой солнечным ветром [68].

Интенсивность электрического поля в магнитосфере может быть оценена следующим образом. Допустим, что интенсивность поля поляризации в поверхностном слое равна $E_p \approx c^{-1}vB$. Если считать поверхность магнитосферы эквипотенциальной, то суммарная разность потенциалов вдоль произвольного профиля, пересекающего магнитосферу, должна равняться нулю, т. е. $E_p 2\delta + E_m 2R_m = 0$, где δ — толщина поверхностного слоя; R_m — радиус поперечного сечения магнитосферы; E_m — интенсивность электрического поля в магнитосфере. Следовательно,

$$|E_m| \approx |E_p| \delta / (R_m) = 0,1 |E_p|.$$

Полагая интенсивность магнитного поля в переходной области $B \leq 20 \gamma$ и скорость движения плазмы в этом слое $v \leq 5 \cdot 10^7$ см/с, находим, что $E_m \leq 10^{-6}$ В/см.

Модель открытой магнитосферы Т. Данжи основана на гипотезе пересоединения силовых линий магнитосферного и межпланетного

магнитных полей (рис. 244). Согласно этой модели, в магнитосфере можно выделить три существенно различные области: полярные шапки, хвост магнитосферы и центральные области магнитосферы. Силовые линии геомагнитного поля, выходящие из областей полярных шапок, погружены непосредственно в плазму солнечного ветра и движутся вместе с ним, в связи с чем в обеих полярных шапках существует (при южной ориентации поля солнечного ветра) электрическое поле, направленное от утренней стороны Земли к вечерней. Во всей этой области хвоста магнитосферы плазма движется к Земле под действием растянутых и стремящихся сократиться силовых линий геомагнитного поля. Соответственно в этой области существует поле E , также направленное от утренней стороны Земли к вечерней. Центральные области магнитосферы обтекаются движущейся из хвоста магнитосферы плазмой, где поле мало.

При соответствующей ориентации межпланетного магнитного поля силовые линии геомагнитного поля, выходящие из областей полярных шапок, пересоединяются с силовыми линиями межпланетного поля. И вся область полярной шапки во время магнитной бури оказывается «подключенной» к плазме солнечного ветра. Но исчезновение полярных сияний в этой области именно во время магнитных бурь непонятно. В связи с этим А. Нишида на основе анализа геомагнитных вариаций типа DP_2 пришел к выводу, что силовые линии геомагнитного поля, пересоединяющиеся с силовыми линиями межпланетного поля, пересекают поверхность Земли в узкой полосе, совпадающей с дневным участком овала полярных сияний (рис. 245) [130]. Как видно из рисунка, поле E в полярных шапках оказывается направленным от утренней стороны Земли к вечерней, независимо от направления межпланетного магнитного поля.

Таковы основные гипотезы генерации электрического поля в магнитосфере Земли в случае обтекания ее стационарным потоком солнечной плазмы. Если же параметры солнечного ветра меняются, то возникающие при этом нестационарные процессы могут обусловить дополнительные механизмы генерации электриче-

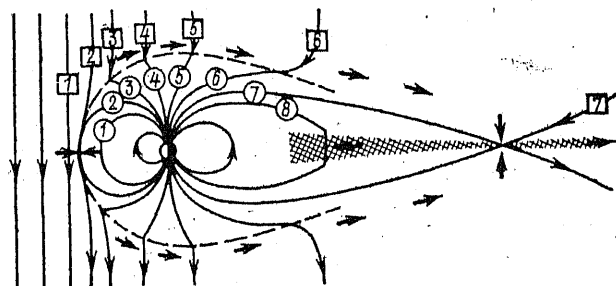


Рис. 244. Модель открытой магнитосферы Т. Данжи.

Штриховкой показана область плазменного слоя; цифры в кружках — номера силовых линий геомагнитного поля, в квадратиках — силовых линий межпланетного поля.

ских полей. В связи с этим рассмотрим вкратце механизм генерации поля E в магнитосфере, предложенный Т. Огути. Суть предложенной им теории состоит в следующем [134]. Если скорость солнечного ветра или интенсивность вмороженного в него магнитного поля меняются, то в плазме солнечного ветра возникают инерционные (или поляризационные) электрические токи с плотностью

$$j = (nm_p c^2 / B^2) (\partial E_w / \partial t), \quad (68)$$

где m_p — масса протона; n — концентрация частиц; $E_w = -(c)^{-1} (\mathbf{v}_w \times \mathbf{B}_w)$ — интенсивность электрического поля солнечного ветра в неподвижной относительно Земли системе отсчета.

Эти токи замыкаются частично вдоль магнитопаузы, а частично — через магнитосферу: вдоль силовых линий геомагнитного поля и через ионосферу. Поскольку в магнитосфере токи текут вдоль силовых линий, касающихся магнитопаузы, они втекают в ионосферу и вытекают из нее в утренние и вечерние часы в области широт $\Phi = 75 \div 80^\circ$. Предполагается, что связанные с этими токами холловские токи, текущие непосредственно в ионосфере, создают DP2-вариации.

С несколько иных позиций попытка учесть роль нестационарных процессов в генерации электрических полей в магнитосфере была предпринята М. Пудовкиным и О. Шумиловым. Они обратили внимание на то,

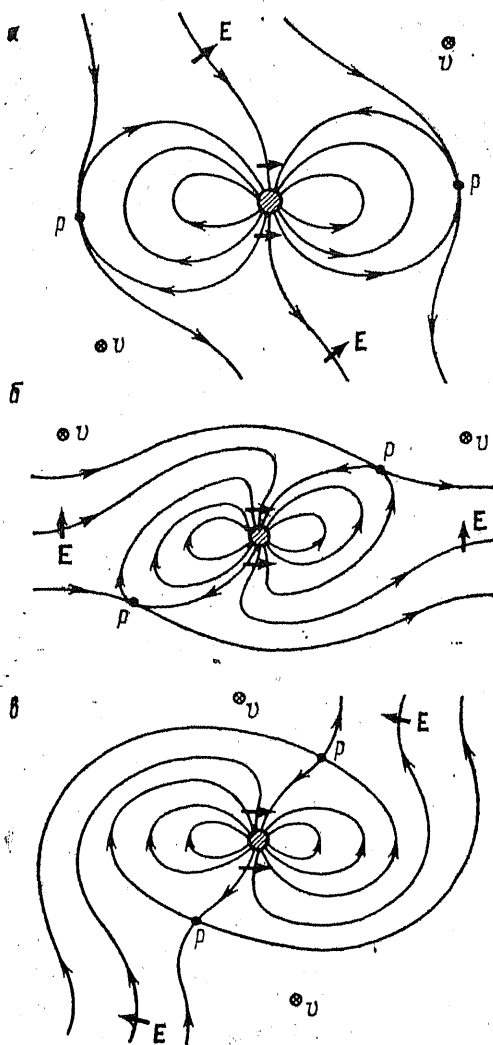


Рис. 245. Пересоединение силовых линий геомагнитного и межпланетного полей при разной ориентации (а, б, в) межпланетного магнитного поля.

u — скорость солнечного ветра, направленного от наблюдателя; p — точка пересоединения.

что в результате взаимодействия с геомагнитным полем искажается не только поток солнечной плазмы, но также и конфигурация силовых линий вмороженного в нее магнитного поля [142]. Таким образом, в возмущенном солнечном ветре магнитное поле складывается из полей двух источников: \mathbf{B}_w — поля токов, текущих в плазме солнечного ветра, и \mathbf{B}_j — поля токов, текущих вблизи поверхности магнитосферы. Электрическое поле вне магнитосферы в системе отсчета, движущейся вместе с плазмой, равно:

$$\mathbf{E}^e = \mathbf{E}_p + c^{-1} (\mathbf{v}_w \times \mathbf{B}_0) + c^{-1} [(\mathbf{v}_w - \mathbf{v}_j) \times \mathbf{B}_j]. \quad (69)$$

В то же время напряженность поля \mathbf{E} внутри магнитосферы в неподвижной относительно Земли системе отсчета, очевидно, равна

$$\mathbf{E}^i = \mathbf{E}_p^i - (c^{-1}) (\mathbf{v}_w \times \mathbf{B}_w) - c^{-1} (\mathbf{v}_j \times \mathbf{B}_j),$$

где \mathbf{E}_p — поле поляризации; \mathbf{v}_j — средняя скорость плазмы в переходном слое; \mathbf{B}_0 — поле земного магнитного диполя. Нетрудно видеть, что при выполнении условия вмороженности ($\mathbf{E}^e = 0$) $\mathbf{E}^i = 0$.

В случае, когда интенсивность межпланетного поля меняется достаточно быстро, область возмущенного магнитного поля ограничена узким поверхностным слоем, в то время как в остальном потоке поле остается невозмущенным. Поэтому поле поляризации \mathbf{E}_p определяется равенством (69) при $\mathbf{B}_j^e = 0$. Величины \mathbf{E}_p^e и соответственно \mathbf{E}_p^i изменяются, а так как \mathbf{B}_w и \mathbf{B}_j^i остаются такими же, как в случае стационарного обтекания, поле поляризации \mathbf{E}_p^i уже не сможет скомпенсировать индуцированное поле:

$$\mathbf{E}_{\text{инд}}^i = -c^{-1} (\mathbf{v}_w \times \mathbf{B}_w) - c^{-1} (\mathbf{v}_j \times \mathbf{B}_j^i).$$

Таким образом, внутри магнитосферы поле \mathbf{E} не исчезает и оказывается равным

$$\mathbf{E}^i = -c^{-1} (\mathbf{v}_w + \mathbf{v}_j) \times \delta \mathbf{B}_w,$$

где $\delta \mathbf{B}_w$ — скачок интенсивности межпланетного магнитного поля.

Генерация DP1-возмущений. Уже сложилась общепринятая точка зрения на возникновение токовой системы DP1 (см. рис. 188) [116]. Появление южной составляющей магнитного поля в солнечном ветре (рис. 246) приводит к возникновению в магнитосфере электрического поля, направленного от утренней стороны Земли к вечерней. В предыдущем разделе мы рассмотрели основные гипотезы относительно механизмов генерации этого поля. Несмотря на то, что природа его не вполне ясна, существование такого поля и его связь с величиной B_z в солнечном ветре установлены экспериментально и не вызывают сомнений. Предполагая проводимость магнитосферной плазмы вдоль магнитного поля очень большой, можно спроектировать магнитосферное электрическое поле в ионосферу. При этом в ночном секторе зоны полярных сияний это поле направлено на запад, в дневном — на восток. Непосредственные

измерения напряженности ионосферного электрического поля, выполненные Ф. Мозером и его коллегами [116], показывают, что такое поле действительно существует во время предварительной фазы бури (см. рис. 246). Интенсивное высыпание частиц в зоне сияний во время активной фазы бури вызывает образование в ионосфере полосы повышенной проводимости, что в свою очередь приводит к возникновению интенсивного поля поляризации меридионального направления и холловских токов, текущих вдоль зоны сияний (авроральные электроджеты). Экспериментальные данные в целом подтверждают указанную схему развития *DP1*-токовой системы.

Таким образом, авроральные токи генерируются магнитосферным электрическим полем. Однако некоторые особенности электрических полей в ионосфере, в частности их относительная независимость от уровня геомагнитной активности, позволяют предположить, что существенную роль в генерации авроральных токов играют поля внутриионосферного происхождения или динамо-поля [35, 36]. Рассмотрим природу динамо-поля.

Как уже отмечалось ранее, высоты $100 \div 120$ км, на которых возникает интересующее нас явление, характеризуются тем, что для электронов это область длинных пробегов, а для протонов — коротких. Следовательно, если возникает ветер на такой высоте, то электроны, для которых сила Лоренца намного превышает импульс, получаемый в результате соударений, останутся на месте, вращаясь вокруг силовой линии, и не примут участия в поступательном движении. Ионы, наоборот, будут увлекаться ветром и двигаться вместе с воздушными массами, что может привести к раз-

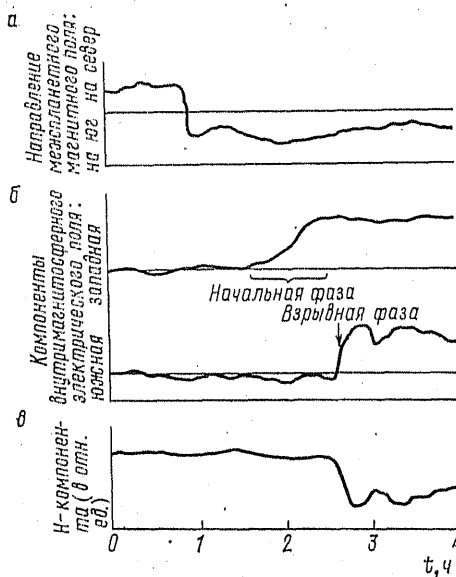


Рис. 246. Вариации южной компоненты межпланетного магнитного поля (а), западной и южной компонент электрического поля в ионосфере (б) и *H*-компоненты геомагнитного поля (в).

делению зарядов. Если область, где существуют заряды, вытянута в виде сравнительно узкой полосы с востока на запад, то при направлении ветра, перпендикулярном этой полосе, например северном, на ее границах должны возникнуть заряды, положительные на северной стороне (куда дует ветер) и отрицательные — на южной (рис. 247). Поле поляризации E_p , направленное к югу (от полюса) в соответствии с равенством $E_p = -c^{-1}(\mathbf{v} \times \mathbf{B})$ создаст дрейф зарядов к востоку. Так как на этой высоте находятся только электроны, то дрейфу зарядов будет соответствовать ток в направлении к западу, т. е. в том направлении, которое необходимо для создания ночного возмущения. Для возникновения дневного положительного возмущения ветер должен дуть в противоположную сторону, т. е. от полюса.

Справедливость этой теории, получившей название *динамо-теории магнитных возмущений*, так же как и динамо-теории суточных вариаций, сможет быть доказана после того, как будут получены более точные данные о ветрах в верхних слоях атмосферы. В настоящее время прямых наблюдений над ветрами еще слишком мало, чтобы основывать на них заключения. М. Пудовкин и А. Коротин приводят косвенные данные в пользу гипотезы существования ветров. Ими было установлено, что после достижения максимальной величины интенсивности полярного магнитного возмущения токовая система возмущения смещается к полюсу [36]. Это может быть объяснено сносом рекомбинирующих частиц после прекращения поступления новых. Вторжение и образование ионизированных частиц с этой точки зрения осуществляется только на фазе роста магнитного возмущения. Несмотря на то, что некоторые выводы

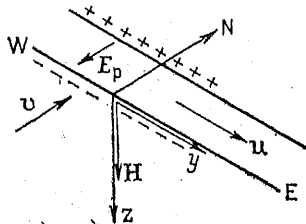


Рис. 247. Механизм возникновения дрейфа частиц в ионизированной полосе при наличии ветра в северном направлении.

u — скорость дрейфа; v — скорость ветра.

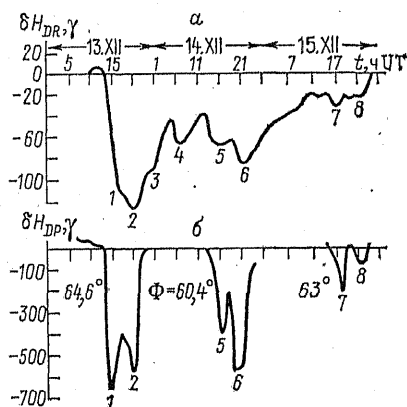


Рис. 248. Вариации DR (а) - и DP (б) - полей в ходе бури 13—16 декабря 1958 г.

Цифры у минимумов введены для установления корреляции изменений магнитного поля на южной и северных станциях.

ды из обоих указанных представлений, например о величине коэффициента рекомбинации, о связи с короткопериодическими вариациями и т. д., находятся в хорошем согласии с экспериментом [20], ни одна из этих гипотез не может пока считаться доказанной.

Теория DR -токов. Как уже говорилось, авроральная суббуря является лишь одной из компонент магнитосферной бури, в состав которой входят также DR -возмущения геомагнитного поля, связанные с усилением кольцевых электрических токов, текущих непосредственно в магнитосфере, и с образованием в ходе бури дополнительного радиационного пояса. На рис. 248, по данным работы [143], сопоставляются вариации интенсивности DR -поля, зарегистрированные в низкоширотной обсерватории в ходе бури 13—16 декабря 1958 г., с изменением среднечасовых значений интенсивности DP -возмущений в ночном секторе авроральной зоны. Из рисунка видно, что вариации интенсивности полярных бурь и DR -поля в целом совпадают. Такое соответствие индивидуальных магнитных бурь возмущениям DR -поля прослеживается в ходе большинства геомагнитных бурь. М. Пудовкин с коллегами обращают также внимание на следующую особенность протекания DP - и DR -возмущений: в зоне полярных сияний поле после максимума возмущения быстро возвращается к нормальному уровню [143]. В то же время на экваторе понижение горизонтальной составляющей H , вызванное этим возмущением, сохраняется в течение значительно большего времени. В результате этого эффекты следующих друг за другом возмущений могут накапливаться, обуславливая значительное понижение величины H -составляющей во время главной фазы бури.

Приведенные данные позволяют предположить, что вторжение авроральных частиц в атмосферу Земли в зоне сияний и заполнение пояса DR -токов происходит одновременно. Различные же скорости затухания DP - и DR -полей объясняются разной скоростью диссипации энергии в магнитосфере и в нижней ионосфере.

Каков же механизм генерации токов в DR -поясе? В первых работах С. Чепмена предполагалось, что западный кольцевой ток возникает в результате взаимодействия солнечного корпускулярного потока с геомагнитным полем и расположен он, подобно DCF -токам, вблизи границ магнитосферы [83, 84]. Однако Е. Паркером было показано, что электрический ток любого направления, расположенный вне магнитосферы, в силу вмерзновенности магнитного поля в высокопроводящую плазму, заполняющую магнитосферу, может лишь увеличить интенсивность геомагнитного поля на поверхности Земли [137]. Поэтому источником DR -поля могут быть только токи, текущие внутри магнитосферы, по-видимому, в поясах радиации [159]. В связи с этим рассмотрим движение частиц в магнитосфере Земли подробнее. При этом мы воспользуемся в основном результатами работ [136, 157].

Как было показано Х. Альвеном, в присутствии магнитного поля под действием произвольной силы F частица испытывает поперечный дрейф со скоростью [3*] $u = c(F \times B)/(eB^2)$. В магнитосфере основными силами, действующими на энергичную частицу, являют-

ся: диамагнитная $F_1 = \nabla(\mu \cdot B)$ и центробежная $F_2 = (mv_\perp^2/R_c) e_n$, где $\mu = -mv_\perp^2 B/(2B^2)$ — магнитный момент частицы; R_c — радиус кривизны силовой линии; e_n — единичный вектор в направлении внешней нормали к силовой линии; v_\perp , v_\parallel — перпендикулярная и параллельная магнитному полю компоненты скорости частицы. Под действием этих сил частицы испытывают долготный дрейф:

$$u_D = -c \frac{mv_\perp^2 (\nabla B \times B)}{2eB^3} + c \frac{mv_\parallel^2}{eB^2 R_c} (e_n \times B),$$

или, учитывая, что

$$\frac{e_n}{R_c} = -\frac{(B \cdot \nabla) \cdot B}{B^2} + \frac{1}{B^2} \cdot \frac{\partial B}{\partial s} B,$$

$$u_D = -c \frac{mv_\perp^2}{2eB^3} (\nabla B \times B) - c \frac{mv_\parallel^2}{eB^4} [(B \cdot \nabla) B \times B]. \quad (70)$$

Из выражения (70) следует, что как под действием градиента магнитного поля, так и под действием центробежной силы положительные частицы в магнитосфере дрейфуют вокруг Земли на запад, отрицательные — на восток. Таким образом, суммарное движение частиц эквивалентно западному току, плотность которого, очевидно, равна

$$j_D = \sum_{k=1}^{n_i} e_i u_i^k + \sum_{k=1}^{n_e} e_e u_e^k. \quad (71)$$

Здесь $e_{i,e}$ — электрический заряд иона или электрона соответственно; $u_{i,e}$ — скорость дрейфа соответствующей частицы; $n_{i,e}$ — количество частиц данного сорта в 1 см^3 . В силу нейтральности плазмы $n_i = n_e = n$. Подставляя выражения (70) в формулу (71), получаем:

$$j_D = \frac{c}{8\pi p_m} B \times \left\{ \frac{p_\perp}{p_\parallel} \cdot \frac{1}{2} \nabla p_m + \frac{1}{8\pi} \cdot \frac{p_\parallel}{p_m} (B \cdot \nabla) B \right\},$$

где

$$p_\perp = \sum_{k=1}^n \frac{m_i (v_{i\perp}^k)^2}{2} + \sum_{k=1}^n \frac{m_e (v_{e\perp}^k)^2}{2},$$

$$p_\parallel = \sum_{k=1}^n m_i (v_{i\parallel}^k)^2 + \sum_{k=1}^n m_e (v_{e\parallel}^k)^2,$$

$$p_m = B^2/(8\pi).$$

Е. Паркером было показано, что при рассмотрении плотности тока в плазме необходимо учитывать не только токи, возникающие вследствие дрейфа, но также и токи, обусловленные циклотронным вращением частиц вокруг силовых линий магнитного поля, приводящим к намагничиванию плазмы:

$$J = \sum_{k=1}^n i_i^k + \sum_{k=1}^n i_e^k = [-p_\perp/(8\pi p_m)] B. \quad (72)$$

Плотность токов намагничивания может быть легко найдена из соотношения $\mathbf{j}_m = c \operatorname{rot} \mathbf{J}$. Подставляя сюда явное выражение \mathbf{J} из формулы (72), получаем:

$$\mathbf{j}_m = -c \left\{ \frac{p_{\perp}}{8\pi p_m} \operatorname{rot} \mathbf{B} - \frac{1}{8\pi p_m} \mathbf{B} \times \nabla p_{\perp} + \frac{p_{\perp}}{8\pi p_m} \mathbf{B} \times \nabla p_m \right\}. \quad (73)$$

Для вычисления величины $\operatorname{rot} \mathbf{B}$ воспользуемся векторным тождеством

$$\operatorname{rot} \mathbf{B} \equiv (\mathbf{B} \times \operatorname{rot} \mathbf{B}) \frac{\mathbf{B}}{B^2} - \frac{\mathbf{B}}{B^2} \times \left\{ \frac{\nabla B^2}{2} - (\mathbf{B} \cdot \nabla) \mathbf{B} \right\}.$$

В силу симметрии задачи в стационарном случае токи намагничивания, равно как и дрейфовые токи, перпендикулярны вектору магнитного поля. Следовательно, $(\mathbf{B} \times \operatorname{rot} \mathbf{B}) = 0$ и

$$\operatorname{rot} \mathbf{B} = - \frac{\mathbf{B}}{B^2} \times \left\{ \frac{\nabla B^2}{2} - (\mathbf{B} \cdot \nabla) \mathbf{B} \right\}.$$

Подставляя последнее выражение в равенство (73), находим:

$$\mathbf{j}_m = \frac{c}{8\pi p_m} \mathbf{B} \times \left\{ \nabla p_{\perp} - \frac{1}{2} \cdot \frac{p_{\perp}}{p_m} \nabla p_m - \frac{1}{8\pi} \cdot \frac{p_{\perp}}{p_m} (\mathbf{B} \cdot \nabla) \mathbf{B} \right\}.$$

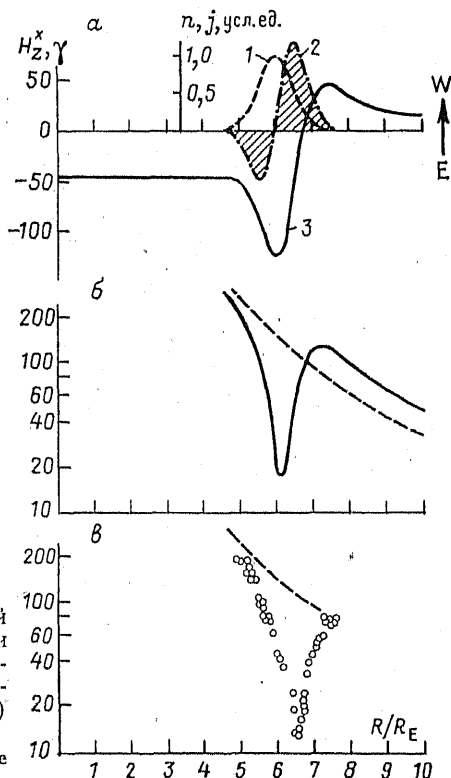


Рис. 249. Распределение плотностей плазмы (1) и тока (2), интенсивности создаваемого этим током магнитного поля (3) (а), суммарного (б) и магнитного полей по данным «Эксплорер-6» (в) в DR-поясе.

б, в — пунктиром обозначено распределение дипольного поля.

Полный ток в плазме, очевидно, равен сумме дрейфовых токов и токов намагничивания:

$$\mathbf{j} = \mathbf{j}_D + \mathbf{j}_m = \frac{c}{8\pi p_m} \mathbf{B} \times \left\{ \nabla p_{\perp} + \frac{p_{\parallel} - p_{\perp}}{8\pi p_m} (\mathbf{B} \cdot \nabla) \mathbf{B} \right\}. \quad (74)$$

Поскольку все члены в правой части формулы (74) дают лишь азимутальные токи, то ее можно переписать в виде

$$j_w = \frac{c}{B} \left\{ (p_{\parallel} - p_{\perp}) \frac{B^2}{R_c} - \frac{\partial p_{\perp}}{\partial n} \right\}, \quad (75)$$

причем положительный знак соответствует токам j_w , текущим на запад.

Из выражения (75) видно, что плотность токов в магнитосфере определяется давлением захваченной геомагнитным полем плазмы. Кроме того, из выражений (74) и (75) видно, что в безграничной однородной ($\nabla p = 0$) и изотропной ($p_{\parallel} = p_{\perp}$) плазме при любой плотности ее энергии токи намагничивания полностью компенсируют дрейфовые токи. Вследствие этого плотность тока в магнитосфере определяется не только распределением энергии, захваченной магнитным полем плазмы, но и степенью анизотропии давления в этой плазме.

Распределение плотности токов в магнитосфере и интенсивности создаваемого ими магнитного поля при разных функциях распределения захваченных частиц по питч-углам было исследовано в серии работ С. Акасофу и С. Чепмена [1, 63]. На рис. 249 приведено распределение плотности магнитосферных токов в зависимости от расстояния (рис. 249 а). Обращает на себя внимание то обстоятельство, что не только плотность токов, но и их знак меняется с расстоянием. При выбранной в работе [1] модели на расстояниях $5 \div 6 R_E$ наблюдаются токи, текущие на восток, и лишь начиная с $6 R_E$ токи направлены на запад. Кроме того, на рис. 249 б, в видно изменение интенсивности суммарного магнитного поля Земли и DR -токов с расстоянием (в экваториальной плоскости), рассчитанное для определенной модели магнитосферы по данным спутника «Эксплорер-6». Совпадение теоретических и экспериментальных данных свидетельствует о справедливости выбранной С. Акасофу и С. Чепменом модели DR -токов.

Заключение

МАГНИТОСФЕРНАЯ БУРЯ:

СОВРЕМЕННОЕ СОСТОЯНИЕ ПРОБЛЕМЫ И ПЕРСПЕКТИВЫ ИССЛЕДОВАНИЙ

Подводя итог, следует прежде всего отметить, что до недавнего времени совокупность наших знаний о переменном магнитном поле Земли носила в основном морфологический характер. Появление возможности ставить прямые эксперименты в космическом пространстве привело к созданию современных теорий солнечно-земных взаимодействий, пересмотру наивных представлений первой половины нашего века и положило начало текущему контролю за состоянием системы Солнце — солнечный ветер — магнитосфера — ионосфера. Такой контроль очень перспективен в аспекте прогнозирования условий наземной и космической радиосвязи и радиационной обстановки в околоземном пространстве.

Резюмируя изложенные в предыдущих главах сведения о физических процессах, составляющих сущность возмущения, приведем краткую схему развития магнитосферной бури по современным представлениям. При некоторых условиях, определяемых в первую очередь распределением магнитных полей по солнечной поверхности и наличием на ней активных областей, дающих хромосферные вспышки, в околосолнечном пространстве формируется геоэффективная зона в потоке солнечного ветра. При этом главным критерием геоэффективности является южная ориентация вертикальной компоненты магнитного поля, несомого солнечным ветром. При попадании земной магнитосферы в геоэффективную зону возрастает эффективность инжекции частиц солнечного ветра в магнитосферную полость, происходящей, по-видимому, в области полярных каспов; в магнитосферу проникает электрическое поле $E = -(\mathbf{v} \times \mathbf{B})/c$ из солнечного ветра, имеющее направление с утренней на вечернюю сторону, и, как следствие первых двух факторов, значительно повышается скорость энергопередачи из солнечного ветра в магнитосферу. При этом кинетическая энергия частиц солнечного ветра преобразуется, во-первых, в дополнительную магнитную энергию, запасаемую хвостом магнитосферы в течение предварительной фазы суббури, и, во-вторых, в кинетическую энергию частиц плазменного слоя, ускоряемых в ходе их конвективного электродрейфа к Земле в область околоземного кольцевого тока. Наземными проявлениями указанных процессов, типичных для предварительной фазы возмущения, являются усиление авроральной активности, передача магнитосферного электрического поля в ионосферу посредством системы продольных токов и, как следствие, усиление магнитной активности. В полярных областях устанавливаются токовые системы типа $DP2$, являющиеся ионосферным проявлением уси-

ления магнитосферной конвекции. Последнее обстоятельство приводит, кроме того, к уменьшению размеров плазмосферы вследствие попадания внешних ее слоев на разомкнутые конвективные траектории. При этом соответствующие участки верхней атмосферы выходят из статического режима в связи с быстрым опустошением внешних частей замкнутых силовых трубок. Возникают направленные вверх потоки холодной ионосферной плазмы, и, как следствие, быстро понижаются действующие высоты слоя F_2 на субавроральных широтах.

Совокупность крупномасштабных изменений структуры магнитосферного поля и параметров плазмы, происходящих в течение предварительной фазы возмущения с характерным временем ~ 2 ч, приводит систему в неустойчивое состояние, после чего либо под воздействием внешнего толчка (SC -бури), либо вследствие внутри-магнитосферных флуктуаций (бури без внезапного начала) в ближней области плазменного слоя развивается неустойчивость, природа которой в настоящее время еще не вполне ясна. Этому периоду соответствует взрывная фаза суббури, отражающаяся в целом комплексе геофизических явлений на земной поверхности и в ионосфере: интенсивные высыпания частиц и связанные с ними вспышки сияний, образование токовых систем типа DP_1 , проявляющихся в резких бухтах на магнитограммах, риометрическое поглощение космического радиосигнала в авроральной зоне, вспышки тормозного рентгеновского излучения, регистрируемые на высотах 20—30 км, значительный разогрев верхней атмосферы за счет Джоулева тепла, генерация цугов пульсаций типа Pi_2 и многие другие эффекты.

Если геоэффективный поток имеет большую протяженность в пространстве, то по прошествии первой суббури процесс подготовки магнитосферы и взрывной диссипации накопленной энергии повторяется еще несколько раз. При этом на оболочках устойчивого захвата накапливается большое количество энергичных частиц — формируется интенсивный кольцевой ток, на первой стадии своего развития сильно асимметричный, впоследствии медленно диссипирующий в результате процессов перезарядки протонов, диффузии частиц в пространстве скоростей с последующим высыпанием их в ионосферу. Эта ситуация соответствует мировой магнитной буре, имеющей четко выраженную DR -составляющую.

Если же геоэффективный поток достаточно быстро сменяется неэффективным с северной ориентацией в замороженном магнитном поле, то возмущения на земной поверхности не выходят за пределы полярных областей. В этом случае DR -составляющая возмущения отсутствует, наблюдается лишь полярная компонента DP .

В последние годы в связи с появлением более совершенных типов аппаратуры и увеличением числа спутников, предназначенных для исследования магнитосферных явлений, был получен ряд интересных результатов, проливающих свет на такие, пока что весьма дискуссионные, вопросы, как формирование плазменного

слоя геомагнитного хвоста, механизм проникновения частиц солнечного ветра в магнитосферу, роль продольных токов в установлении наблюдаемых ионосферных токовых систем и т. д. Заклучая главы, посвященные переменному геомагнитному полю, по-видимому, целесообразно коротко обсудить указанные результаты и перечислить новейшие экспериментальные методы исследования магнитосферно-ионосферных процессов.

Мы уже вкратце касались вопроса о продольных токах в гл. 5 при рассмотрении гипотезы Т. Огути о механизме генерации крупномасштабного электрического поля в магнитосфере. Эксперименты, описанные в работах [111, 166], показали, что эти токи существуют в магнитосфере постоянно, не исчезая даже в полностью спокойные периоды. При этом существуют, по-видимому, две зоны локализации продольных токов. В высокоширотной зоне продольные токи втекают в ионосферу в утреннем полушарии и вытекают в вечернем на геомагнитных широтах $70 \div 76^\circ$. В низкоширотной зоне токи направлены противоположным образом и соответствуют широтам аврорального овала $65 \div 68^\circ$.

По современным представлениям о структуре геомагнитного поля высокоширотные продольные токи проектируются на утренний и вечерний участки приповерхностного слоя у границы магнитосферы, а также на внешнюю границу плазменного слоя в ночном секторе. Учитывая, что направление этих токов совпадает с направлением токов в плазменном слое (с утренней на вечернюю сторону), можно сделать вывод о том, что обе эти токовые системы питаются источниками, расположенными вблизи магнитопаузы. Измерения показали, что суммарный ток, текущий вдоль силовых линий, составляет величину порядка 10^6 А, что сравнимо с величиной тока, распределенного в ближней части плазменного слоя и в кольцевом токе. Таким образом, на достаточных удалениях от Земли продольные токи могут существенно влиять на конфигурацию магнитных силовых линий. Что касается низкоширотной части продольных токов, то они должны замыкаться через внутренние области магнитосферы, где их ожидаемое направление соответствует околоземному частичному кольцевому току. Следовательно, можно заключить, что в отличие от высокоширотных токов низкоширотный контур питается внутримангитосферными источниками, действующими за счет дрейфового разделения зарядов в неоднородном геомагнитном поле.

Другим, также очень важным результатом последних экспериментов следует признать обнаружение в высокоширотных областях внешней магнитосферы, вблизи магнитопаузы, ограничивающей высокоширотные участки хвоста, слоя сравнительно холодной плазмы, который на расстоянии $\sim 20 R_E$ имеет толщину порядка нескольких земных радиусов, а в области лунной орбиты уже смыкается с плазменным слоем хвоста магнитосферы [107]. Этот слой получил название *плазменной мантии*. Таким образом, эти эксперименты внесли серьезные коррективы в существовавшие до сих пор представления о том, что полярные области магнитосферы и высо-

коширотный хвост ее изолированы от солнечной плазмы, а магнитопауза непроницаема для частиц переходной области. В действительности, по-видимому, в области дневных каспов происходит постоянное внедрение в магнитосферу частиц из переходной области. В процессе электродрейфа плазма конвектирует в глубь хвоста, одновременно перемещаясь вдоль магнитного поля, в направлении от Солнца. По достижении частицами замкнутых силовых линий плазменного слоя направление конвекции плазмы обращается, и она движется из хвоста магнитосферы к Земле. В результате происходит пополнение плазменного слоя и околоземного пояса энергичными частицами. Во время суббурь электрическое поле конвекции значительно возрастает, и вышеописанные процессы активизируются.

Одним из перспективных направлений исследований динамики зон корпускулярных вторжений является съемка и фотометрирование полярных сияний со спутников [160]. Эти эксперименты, начатые, лишь в последние годы, в целом подтвердили концепцию аврорального овала, развитую гораздо ранее на основе статистического анализа наземных наблюдений.

Важную роль в изучении структуры магнитосферы и протекающих в ней явлений начинают играть так называемые активные эксперименты, в ходе которых со спутников или ракет в окружающее пространство инжектируются энергичные частицы либо вещество, способное легко ионизоваться под воздействием ультрафиолетового излучения Солнца. При этом становится возможной прямая идентификация силовых линий геомагнитного поля по точкам инжекции частиц и их эффектам в верхней атмосфере, либо непосредственная «засветка» линий поля светящимся веществом (атомами бария). Результаты первых экспериментов в этом направлении уже позволили выявить ряд интересных фактов и сравнить наблюдаемую конфигурацию силовых линий с известными моделями геомагнитного поля [71].

Значительный прогресс в исследованиях ионосферы был достигнут в последние годы благодаря применению метода некогерентного рассеяния радиоволн [94]. В отличие от традиционных экспериментов по вертикальному и наклонному зондированиям, дающих сведения лишь о суммарной электронной концентрации на разных высотах, метод некогерентного рассеяния предоставляет возможность определять концентрации и температуры электронов и отдельных ионных компонентов, а также измерять скорость массового перемещения ионов. Это в свою очередь позволяет оценивать плотность токов в ионосфере независимо от методов, основанных на магнитных данных. Более того, появляется возможность измерять таким образом электрические поля, продольные токи и распределение нейтральных ветров в ионосфере, опираясь на сеть наземных радарных установок, что чрезвычайно важно, учитывая высокую стоимость и сложность космической аппаратуры.

В связи с последним обстоятельством нужно подчеркнуть, что возможности наземных наблюдений в магнитосферных исследова-

ниях далеко не исчерпаны, как это может показаться в свете быстрого развития космической техники. Измерения на спутниках имеют ряд ограничений, из которых самыми существенными являются локальность наблюдений, т. е. их ограниченность малой окрестностью точки нахождения аппарата, и невозможность в подавляющем большинстве случаев отличить временные вариации измеряемых величин от пространственных. Наземные же эксперименты, конечно, при условии достаточной густоты точек наблюдения, позволяют получать одновременную информацию о состоянии любой области магнитосферы. При этом необходимо, однако, иметь количественные представления о том, в какие зоны магнитосферы проектируются вдоль силовых линий наземные станции в моменты наблюдений, иначе говоря, необходимы модели магнитосферного поля, учитывающие тем или иным образом степень возмущенности, наклон земного диполя к линии Солнце — Земля, состояние солнечного ветра. Скудность подобного рода сведений в начале 60-х годов и была причиной несколько скептического отношения к наземным измерениям и преувеличения роли спутниковых экспериментов.

Будущее в исследованиях магнитосферы и процессов, протекающих в ней при возмущениях, принадлежит, по-видимому, комплексным синхронным измерениям на всей земной поверхности и на спутниках, находящихся в различных областях околоземного пространства, с централизованной оперативной обработкой информации на мощных ЭВМ. В сочетании с сетью станций службы Солнца такие комплексы позволят непрерывно следить за космической «погодой» и прогнозировать геофизическую обстановку на ближайшие несколько суток.

УКАЗАТЕЛЬ ЛИТЕРАТУРЫ

1. Акасофу С. И., Чепмен С. Токовое кольцо, геомагнитные возмущения и радиационные пояса.— В кн.: Радиационные пояса Земли. М., 1962, с. 149—208.
2. Александрова И. А., Зайцева С. А. Сияния полярной шапки и интенсивность поля *DCF*.— «Геомагнетизм и аэрономия», 1972, т. 12, № 2, с. 350—351.
3. Альперт Я. Л. Распространение радиоволн и ионосфера. М., 1960. 476 с.
4. Бенькова Н. П. Спокойные солнечно-суточные вариации земного магнетизма.— «Труды НИИ Главн. управл. мет. службы». 1941, сер. 6, вып. 1, с. 3—72.
5. Бенькова Н. П. Магнитные бури и системы электрических токов.— «Труды НИИ земного магнетизма», 1953, вып. 10(20), с. 158.
6. Бобров М. С. Общепланетарная картина геомагнитных возмущений корпускулярного происхождения.— В кн.: Солнечные корпускулярные потоки. Результаты МГГ. М., 1961, № 1, с. 36—94.
7. Бурдо О. А. О соотношении регулярных и нерегулярных возмущений геомагнитного поля в высоких широтах.— В кн.: Геофизические исследования в Советской Арктике. Л., «Труды Аркт. и Антаркт. НИИ», 1960, т. 223, вып. 3, с. 21—45.
8. Гинзбург В. Л. Распространение электромагнитных волн в плазме. М., 1960. 552 с.
9. Грингауз К. И. Строение ионизированной газовой оболочки Земли по данным прямых измерений локальных концентраций заряженных частиц, проведенных в СССР.— В кн.: Искусственные спутники Земли. Вып. 12. М., 1962, с. 105—118.
10. Гульельми А. В., Троицкая В. А. Геомагнитные пульсации и диагностика магнитосферы. М., 1973. 208 с.
11. Динамика магнитосферы и геомагнитные пульсации типа *Pc5*.— «Геомагнетизм и аэрономия», 1972, т. 12, № 1, с. 150—153. Авт.: О. М. Распопов, Л. Т. Афанасьева, Б. В. Киселев, Г. А. Логинов.
12. Дэвис К. Радиоволны в ионосфере. М., 1973. 504 с.
13. Зайцев А. Н., Фельдштейн Я. И. Спокойные солнечно-суточные вариации геомагнитного поля в период МГГ. IV. Вариации в высоких широтах.— «Полярные сияния», 1968, № 17, с. 85—98.
14. Зайцев А. Н., Фельдштейн Я. И. *S_p*-вариация магнитного поля в высоких широтах при различной интенсивности магнитных возмущений.— «Полярные сияния», 1970, № 19, с. 51—60.
15. Зеленкова Л. В., Меньшутина И. Н., Пудовкин М. И. Два типа пульсаций геомагнитного поля в полярной шапке.— «Геомагнетизм и аэрономия», 1973, т. 13, № 5, с. 955—958.
16. Иванов К. Г. О магнитном поле нейтрального слоя в хвосте магнитосферы.— «Геомагнетизм и аэрономия», 1970, т. 10, № 2, с. 333—334.
17. Иванов-Холодный Г. С., Никольский Г. М. Солнце и ионосфера. М., 1969. 456 с.
18. Казак Б. Н. Разработка методов регистрации и анализа быстрых вариаций электромагнитного поля Земли в магнитосопреженных точках. Автореф. канд. дис. М., 1967. 15 с.
19. Калинин Ю. Д. Об *и*-мере активности.— В кн.: Информ. сб. по земному магнетизму и электричеству. Л., 1940, № 5, вып. 2, с. 10—15.
20. Коротин А. Б., Пудовкин М. И. О возможном механизме возникновения магнитных возмущений.— В кн.: Спектральные, электрофотометрические

и радиолокационные исследования полярных сияний и свечения ночного неба. М., 1961, с. 37—42.

21. Лебединский А. И. Синхронная регистрация сияний камерой С-180 и патрульным спектрографом С-180-S.— Тезисы докладов на 5-й Ассамблее спец. комитета МГГ. М., 1958, с. 14.

22. Логинов Г. А. Исследование возмущенной суточной вариации геомагнитного поля. Автореф. канд. дис. Л., 1968. 17 с.

23. Мальцева Н. Ф. Генерация колебаний убывающего периода и физика возмущенной магнитосферы. Автореф. канд. дис. М., 1971. 16 с.

24. Мансуров С. М. Новые доказательства связи между магнитными полями космического пространства и Земли.— «Геомагнетизм и аэрономия», 1969, т. 9, № 4, с. 768—770.

25. Мансуров С. М., Мансурова Л. Г. Некоторые особенности геомагнитных вариаций в полярных областях.— «Геомагнетизм и аэрономия», 1965, т. 5, № 4, с. 740—744.

26. Мансуров С. М., Мансурова Л. Г. Об одной особенности связи между скоростью солнечного ветра и геомагнитной активностью.— «Геомагнетизм и аэрономия», 1969, т. 9, № 4, с. 693—696.

27. Минин В. М. Динамика глобальных S_q -полей и продольные токи в магнитосфере Земли. Автореф. докт. дис. М., 1970. 32 с.

28. Наблюдения короткопериодических вариаций электромагнитного поля Земли.— «Изв. АН СССР. Сер. геофизич.», 1959, № 8, с. 1206—1213. Авт.: Б. Е. Брюнелли, М. Н. Бердичевский, А. М. Алексеев, О. А. Бурдо.

29. Никольский А. П. Магнитные возмущения в Арктике.— «Труды Аркт. и Антаркт. НИИ», 1951, вып. 36. 35 с.

30. Обаяши Т. Взаимодействие солнечного ветра с геомагнитным полем при возмущенных условиях.— В кн.: Солнечно-земная физика. М., 1968, с. 172—242.

31. Оберц П., Распопов О. М. Исследование пространственных характеристик геомагнитных пульсаций $Pc5$.— «Геомагнетизм и аэрономия», 1968, т. 8, № 3, с. 532—534.

32. Оль А. И. Результаты визуальных и фотографических наблюдений полярных сияний.— «Геомагнетизм и аэрономия», 1961, т. 1, № 6, с. 856—881.

33. Оль А. И. Длиннопериодные гигантские пульсации геомагнитного поля.— «Геомагнетизм и аэрономия», 1963, т. 3, № 2, с. 90—95.

34. Пространственное распределение геомагнитных пульсаций.— «Геомагнетизм и аэрономия», 1969, т. 9, № 6, с. 1124—1126. Авт.: Б. В. Киселев, А. А. Ковтун, Ю. А. Копытенко, А. А. Петрова, О. М. Распопов.

35. Пудовкин М. И. Морфология и природа полярных бурь. Л., 1968. 240 с.

36. Пудовкин М. И., Коротин А. Б. Магнитные бухтообразные возмущения и их связь с ионосферными дрейфами.— «Геомагнетизм и аэрономия», 1961, т. 1, № 3, с. 408—412.

37. Ракетные исследования полярных сияний.— В кн.: Исследование верхней атмосферы с помощью ракет и спутников. М., 1961, с. 197—214. Авт.: Л. Г. Меридит, Л. Р. Дэвис, Д. П. Хелпнер, О. Е. Берг.

38. Распопов О. М. Развитие геомагнитных пульсаций во время суббури.— В кн.: Исследования по геомагнетизму, аэрономии и физике Солнца. Вып. 23. Иркутск, 1972, с. 235—244.

39. Распопов О. М. Геомагнитные пульсации и их связь с динамикой и структурой магнитосферы во время суббури. Автореф. докт. дис. Л., 1972. 30 с.

40. Распопов О. М., Чернюс С. А., Киселев Б. В. Высокоширотные пульсации геомагнитного поля и их использование для диагностики параметров магнитосферы.— «Геомагнетизм и аэрономия», 1971, т. 11, № 4, с. 669—673.

41. Ратклиф Дж. А. Магнито-ионная теория и ее приложения к ионосфере. М., 1962. 248 с.

42. Ратклиф Дж. А. Введение в физику ионосферы и магнитосферы. М., 1975. 296 с.

43. Ришбет Г., Гарриот О. К. Введение в физику ионосферы. Л., 1975. 304 с.

44. Седдон Д. К., Джексон Д. Е. Электронная плотность в ионосфере

и дифференциальное поглощение.— В кн.: Исследование верхней атмосферы с помощью ракет и спутников. М., 1960, с. 434—438.

45. Стáрко́в Г. В. Развитие авроральной суббури.— В кн.: Геофизические исследования в зоне полярных сияний. Апатиты, 1972, с. 10—24.

46. Сумарук П. В., Фельдштейн Я. И. Токовые системы летнего сезона в околополюсной области. Препринт ИЗМИР № 13. М., 1973. 20 с.

47. Троицкая В. А. Короткопериодические возмущения электромагнитного поля Земли.— «Докл. АН СССР», 1953, т. 91, № 2, с. 241—244.

48. Троицкая В. А., Мельникова М. В. О характерных интервалах пульсаций с убывающим периодом в электромагнитном поле и их связи с явлениями в верхней атмосфере.— «Докл. АН СССР», 1959, т. 128, № 5, с. 917—920.

49. Трошичев О. А., Кузнецов Б. М. PC_L -индекс магнитной возмущенности в полярных шапках.— В кн.: Геомагнитные исследования. М., 1976, № 18, с. 81—85.

50. Трошичев О. А., Кузнецов Б. М., Пудовкин М. И. Токовые системы предварительной и взрывной фаз суббури.— В кн.: Геомагнитные исследования. М., 1975, № 14, с. 161—173.

51. Трошичев О. А., Пегов Л. А., Пудовкин М. И. Вариа́ции DR -и DCF -полей и DP_2 -возмущения.— В кн.: Геомагнитные исследования. М., 1975, № 4, с. 81—88.

52. Файнберг Э. Б. К морфологии начальной фазы магнитных бурь и внезапных импульсов.— «Геомагнетизм и аэрономия», 1969, т. 9, № 1, с. 179—181.

53. Фельдштейн Я. И. Полярные сияния и магнитная активность в приполюсной области.— «Геомагнетизм и аэрономия», 1962, т. 2, № 5, с. 851—854.

54. Фельдштейн Я. И. Некоторые вопросы морфологии полярных сияний и магнитных возмущений в высоких широтах.— «Геомагнетизм и аэрономия», 1963, т. 3, № 2, с. 227—239.

55. Фельдштейн Я. И. Морфология полярных сияний и геомагнетизм.— В кн.: Полярные сияния и свечения ночного неба. Вып. 10. М., 1963, с. 121—125.

56. Фельдштейн Я. И., Шевнин А. А. Магнитное поле кольцевого тока на поверхности Земли по наблюдениям в период МГГ.— «Геомагнетизм и аэрономия», 1966, т. 6, № 4, с. 733—742.

57. Хорошева О. В. Пространственно-временное распределение полярных сияний и их связь с высокоширотными магнитными возмущениями.— «Геомагнетизм и аэрономия», 1961, т. 1, № 5, с. 695—701.

58. Хорошева О. В. Суточный дрейф замкнутого кольца полярных сияний.— «Геомагнетизм и аэрономия», 1962, т. 2, № 5, с. 839—850.

59. Чепмен С. Солнечная плазма, геомагнетизм и полярные сияния.— В кн.: Геофизика. Околоземное космическое пространство. М., 1964, с. 243—382.

60. Штёрмер К. Проблема полярных сияний. Л., 1933. 105 с.

61. Эйгенсон М. С. О продолжительности существования солнечных пятен.— В кн.: Циркуляр Главн. астрон. обсерв., 1940. № 30, с. 68—83.

62. Электрические токи в ионосфере и их динамика.— В кн.: Исследования по геомагнетизму, аэрономии и физике Солнца. Вып. 11. Иркутск, 1970, с. 39—55. Авт.: В. М. Мишин, Н. А. Мишина, Г. В. Попов, Т. И. Сайфудинова, В. В. Шеломенцев.

63. Akasofu S.-I., Chapman S. A study of magnetic storms and aurogas.— «Sci. Rept.», 1961, vol. 7, N SF Grant Y/22, 6/327, p. 204.

64. Akasofu S.-I., Chapman S. Geomagnetic storms and auroras.— In: Physics of geomagnetic phenomena. N. Y., 1967, vol. 2, p. 1113—1151.

65. Akasofu S.-I., Chapman S., Meng C. I. The polar electrojet.— «J. Atm. Terr. Phys.», 1965, vol. 27, N 11—12, p. 1275—1305.

66. Appleton E. V., Ingram L. J. Magnetic storms and upper atmospheric ionization.— «Nature», 1935, vol. 136, N 3440, p. 548—549.

67. Arnoldy R. L. Signature in the interplanetary medium for substorms.— «J. Geophys. Res.», 1971, vol. 76, N 22, p. 5189—5201.

68. Axford W. T. Viscous interaction between the solar wind and the Earth's magnetosphere.— «Planet. Space Sci.», 1964, vol. 12, N 1, p. 45—54.

69. Axford W. T., Hines C. O. A unifying theory of high-latitude geo-

physical phenomena and geomagnetic storms.—«*Canad. J. Phys.*», 1961, vol. 39, N 10, 1433—1464.

70. Ballif, J. R., Jones D. E., Coleman P. J. Further evidence on the correlation between transverse fluctuations in the interplanetary magnetic field and up.—«*J. Geophys. Res.*», 1969, vol. 74, N 9, p. 2289—2301.

71. Barish F. D., Roederer J. G. Experimental tests of magnetospheric models.—«*J. Geophys. Res.*», 1973, vol. 78, N 31, p. 5795—5801.

72. Bartels J. The geomagnetic measures for the time-variations of solar corpuscular radiation, described for use in correlation studies in other geophysical fields.—«*Ann. IGY*», 1957, N 4—7, p. 227—236.

73. Bartels J., Fukushima N. A Q-index for the geomagnetic activity in quaterhourly intervals.—«*Abhandl. Acad. Wiss. Göttingen, Math. Phys. Kl.*», 1956, N 2, S. 3—35.

74. Behannon K. W. Mapping of Earth's bow shock and magnetic tail by «*Explorer-33*».—«*J. Geophys. Res.*», 1968, vol. 73, N 3, p. 907—930.

75. Birkeland K. Sur les rayons cathodiques sous l'action des forces magnétiques intenses.—«*Arch. Sci. Phys.*», 1896, vol. 1, p. 497—512.

76. Birkeland K. Norwegian aurora polar expedition 1902—1903.—In: Christiania, Oslo, 1908, vol. 1, 801 p.

77. Breit G., Tuve M. A test of the existence of the conducting layer.—«*Phys. Rev.*», 1926, vol. 28, N 3, p. 554—575.

78. Brüche E. Modellversuche mit sichtbaren Electronenstrahlen zu Störers Theorie des Polarlichtes und des «*Weltraumechos*».—«*Naturwiss.*», 1930, H. 50, S. 1085—1092.

79. Campbell W. H. Geomagnetic pulsations.—In: Physics of geomagnetic phenomena. N. Y., 1967, vol. 2, p. 821—909.

80. Chapman S. The lunar diurnal magnetic variation and its change with lunar distance.—«*Phil. Trans. Roy. Soc. London*», 1915, ser. A, vol. 215, N 1, p. 161—176.

81. Chapman S. The electric current-system of magnetic storms.—«*Terr. Magn. a. Atm. Electr.*», 1935, vol. 40, N 4, p. 349—370.

82. Chapman S. The electrical conductivity of the ionosphere, a review.—«*Nuovo Cimento. Suppl.*», 1956, vol. 4, ser. 10, N 6, p. 1385—1411.

83. Chapman S., Bartels J. Geomagnetism. Oxford, 1940. 1049 p.

84. Chapman S., Ferraro K. New theory of magnetic storms.—«*Terr. Magn. a. Atm. Electr.*», 1931, vol. 36, N 1, p. 77—97; 1932, vol. 37, N 2, p. 147—156.

85. Chapman S., Ferraro V. C. A. The theory of the first phase of a geomagnetic storm.—«*Terr. Magn. a. Atm. Electr.*», 1940, vol. 45, N 3, p. 245—268.

86. Characteristics of the plasma sheet in the Earth magnetotail.—«*J. Geophys. Res.*», 1967, vol. 72, N 1, 113—129. Auth.: S. I. Bame, J. R. Asbridge, H. E. Felthouser, E. W. Hones, I. B. Strong.

87. Coleman P. J., Sonett C. P., Davis L. On the interplanetary magnetic storm: «*Pioneer-5*».—«*J. Geophys. Res.*», 1961, vol. 66, N 7, p. 2043—2046.

88. Configuration and reconnection of the geomagnetic tail.—«*J. Geophys. Res.*», 1968, vol. 73, N 3, p. 943—959. Auth.: T. D. Mihalov, D. S. Colburn, R. G. Currie, C. P. Sonnet.

89. Critical component of the interplanetary magnetic field responsible for large geomagnetic effects in the polar cap.—«*J. Geophys. Res.*», 1972, vol. 77, N 19, p. 3371—3376. Auth.: E. Friis-Christensen, K. Lassen, J. Wilhjelm, I. M. Wilcox, W. Gonzalez, D. S. Colburn.

90. Cross-correlation analysis of the AE-index and the interplanetary magnetic field B_z -component.—«*J. Geophys. Res.*», 1973, vol. 78, N 4, p. 617—629. Auth.: C. I. Meng, B. Tsurutani, K. Kawasaki, S.-I. Akasofu.

91. Davis T. N. Worldwide auroral morphology.—In: Aurora and airglow. N. Y., 1967, p. 41—58.

92. Davis T. N., Sugiura M. Auroral electrojet activity index AE and its universal time-variations.—«*J. Geophys. Res.*», 1966, vol. 71, N 3, p. 785—801.

93. Dungey T. W. Interplanetary magnetic field and the auroral zone.—«*Phys. Rev. Lett.*», 1961, vol. 6, N 2, p. 47—48.

94. Evans J. E. Theory and practice of ionospheric study by Thomson scatter radar.—*Proc. IEEE*, 1969, vol. 57, p. 496—524.
95. Fairfield D. H. Ionospheric current pattern in high latitudes.—*J. Geophys. Res.*, 1963, vol. 68, N 12, p. 3589—3602.
96. Fairfield D. H. Average magnetic field configuration of the outer magnetosphere.—*J. Geophys. Res.*, 1968, vol. 73, N 23, p. 7329—7338.
97. Feldstein Ya. I. Polar auroras, polar substorms, and their relationships with the dynamics of the magnetosphere.—*«Rev. Geophys.»*, 1969, vol. 7, N 1—2, p. 179—218.
98. Feldstein Ya. I., Starkov G. V. Dynamics of auroral belt and polar geomagnetic disturbances.—*Planet. Space Sci.*, 1967, vol. 15, N 2 p. 209—229.
99. Frank L. A. On the extraterrestrial ring current during geomagnetic storms.—*J. Geophys. Res.*, 1967, vol. 72, N 15, p. 3753—3767.
100. Frank L. A. Direct detection of asymmetric increases of extraterrestrial «ring current» proton intensities in the outer radiation zone.—*J. Geophys. Res.*, 1970, vol. 75, N 7, p. 1263—1268.
101. Fritz H. *Das Polarlicht*. Leipzig, 1881. 348 S.
102. Fukushima N. Polar magnetic storms and geomagnetic bays.—*J. Fac. Sci. Univ. Tokyo*, 1953, Sec. 2, vol. 8, N 3—4, p. 293—412.
103. Garrett H. B. The role of fluctuations in the interplanetary magnetic field in determining the magnitude of substorm activity.—*Planet. Space Sci.*, 1974, vol. 22, N 1, p. 111—119.
104. Grafe A., Möhlman D. Remarks to morphology of magnetic polar cap variations.—Preprint of Central Institute for Solar-Terrestrial Physics. Berlin, 1973. 21 p.
105. Greenstadt E. W. Magnetic storms in interplanetary space as observed by «Pioneer-5».—*«Nature»*, 1961, vol. 191, N 4786, p. 329—331.
106. Heikkilä W. T. Penetration of particles into the polar cap and auroral regions.—In: Critical problems of magnetospheric physics. Proc. Symp. COSPAR, IAGA a. URSI, Madrid 1972. Washington, 1972, p. 67—82.
107. Heos-2 plasma observation in the distant polar magnetosphere: the plasma mantle.—*J. Geophys. Res.*, 1975, vol. 80, N 19, p. 2723—2737. Auth.: H. Rosenbauer, H. Grünwalat, M. D. Montgomery, G. Paschmann, N. Scopke.
108. Heppner J. P. Polar cap electric field distributions related to the interplanetary magnetic field direction.—*J. Geophys. Res.*, 1972, vol. 77, N 25, p. 4877—4887.
109. Hibberd F. H., Ross W. J. Variations in total electron content and other ionospheric parameters associated with magnetic storms.—*J. Geophys. Res.*, 1967, vol. 72, N 21, p. 5331—5337.
110. Hirshberg J., Colburn D. S. Interplanetary field and geomagnetic variations—a unified view.—*Planet. Space Sci.*, 1969, vol. 17, N 6, p. 1183—1206.
111. Iijima T., Potemra T. A. The amplitude distribution of field-aligned currents at northern high latitudes observed by Triad.—*J. Geophys. Res.*, 1976, vol. 81, N 13, p. 2165—2174.
112. Iwasaki N. Localized abnormal geomagnetic disturbance near the geomagnetic pole and simultaneous ionospheric variation.—*«Rept. Ionosph. Space Res. Japan»*, 1971, vol. 25, N 2, p. 163—186.
113. Jacobs J. A. *Geomagnetic micropulsations*. Berlin, 1970. 179 p.
114. Johnson C. Y. Ion and neutral composition of the ionosphere.—In: *Ann. Intern. Years Quiet Sun. L.*, 1969, vol. 5, p. 197—213.
115. Kamide Y., Fukushima N. Analysis of magnetic storms with *DR*-indices for equatorial ring current field.—*«Rept. Ionosph. Space Res. Japan»*, 1971, vol. 25, N 2, p. 125—162.
116. Kelley M. C., Starr J. A., Mozer F. S. Relationship between magnetospheric electric fields and the motion of auroral forms.—*J. Geophys. Res.*, 1971, vol. 76, N 22, p. 5269—5277.
117. Kokubun S. Relationship of interplanetary magnetic field structure

with development of substorm and storm main phase.—«Planet. Space Sci.», 1972, vol. 20, N 7, p. 1033—1050.

118. Lanzerotti L. J. Outer-zone electrons and the interplanetary magnetic fields during two geomagnetic storms.—«J. Geophys. Res.», 1968, vol. 73, N 13, p. 4388—4392.

119. Maeda K., Matsumoto H. Conductivity of the ionosphere and current system.—«Rept. Ion. Space Res. Japan», 1962, vol. 16, N 1, p. 1—17.

120. Matsushita S. Solar quiet and lunar daily variation fields.—In: Physics of geomagnetic phenomena. Eds. S. Matsushita a. W. H. Campbell. N.Y.—L., Acad. Press. 1967, p. 301—424.

121. Mclewain C. E. Direct measurement of protons and electrons in visible aurorae.—«Space Res.». Amsterdam, 1960, vol. 1, pt. 4, p. 715—720.

122. Mead G. D. Deformation of the geomagnetic field by the solar wind.—«J. Geophys. Res.», 1964, vol. 69, N 7, p. 1181—1195.

123. Mead G. D., Beard D. B. Shape of the geomagnetic field solar wind boundary.—«J. Geophys. Res.», 1964, vol. 69, N 7, p. 1169—1179.

124. Meinel A. B. Doppler-shifted auroral hydrogen emission.—«Astrophys. J.», 1951, vol. 113, N 1, p. 50—54.

125. Meinel A. B. The auroral spectrum from 6200 to 8900 Å.—«Astrophys. J.», 1951, vol. 113, N 3, p. 305—588.

126. Murayama T. Effects of solar wind parameters on the development of magnetospheric substorms.—In: Abstr. Second General Scientific Assembly IAGA. Kyoto, 1973, p. 402.

127. Nagata T., Kokubun S. An additional geomagnetic daily variation field (S_q^p -field) in the polar region on geomagnetically quiet day.—«Rept. Ionosph. Space Res. Japan», 1962, vol. 16, N 2, p. 256—274.

128. Nagata T., Mizuno H. Sq-field in the polar region on absolutely quiet days.—«J. Geomagn. a. Geoelectr.», 1955, vol. 7, N 3, p. 69—74.

129. Nishida A. Geomagnetic DP_2 -fluctuations and associated magnetospheric phenomena.—«J. Geophys. Res.», 1968, vol. 73, N 5, p. 1795—1803.

130. Nishida A. Interplanetary origin of electric fields in the magnetosphere.—«Cosmic Electrodyn.», 1971, vol. 2, N 3, p. 350—374.

131. Nishida A., Iwasaki N., Nagata T. The origin of fluctuation in the equatorial electrojet: a new type of geomagnetic variation.—«Ann. Geophys.», 1966, vol. 22, N 3, p. 478—484.

132. Nishida A., Maezawa K. Two basic modes of interaction between the solar wind and the magnetosphere.—«J. Geophys. Res.», 1971, vol. 76, N 10, p. 2254—2264.

133. Obayashi T., Nishida A. Large-scale electric field in the magnetosphere.—«Space Sci. Rev.», 1968, vol. 8, N 1, p. 3—31.

134. Oguti T. Electric coupling between the magnetosphere and the ionosphere as a cause of polar magnetic disturbances and auroral break-up.—«Cosmic. Electrodyn.», 1971, vol. 2, N 2, p. 164—183.

135. Omholt A. The optical aurora. Berlin, 1972. 198 p.

136. Parker E. N. Newtonian development of the dynamical properties of ionized gases of low density.—«Phys. Rev.», 1957, vol. 107, N 4, p. 924—933.

137. Parker E. N. Interaction of the solar wind with the geomagnetic field.—«Phys. Fluids», 1958, vol. 1, N 3, p. 171—187.

138. Patel V. L., Desai U. D. Interplanetary magnetic field and geomagnetic D_{st} -variations.—«Astrophys. a. Space Sci.», 1973, vol. 20, N 2, p. 431—437.

139. Patel V. L., Wiskerchen M. J. Initial phase of geomagnetic storms and interplanetary fields and plasma parameters.—In: Abstr. Second General Scientific Assembly IAGA. Kyoto, 1973, p. 175.

140. Pudovkin M. I., Barsukov V. M. The zones of corpuscular precipitations and the structure of the magnetosphere.—«Planet. Space Sci.», 1971, vol. 19, N 5, p. 525—531.

141. Pudovkin M. I., Isaev S. I., Zaitzeva S. A. Development of magnetic storms and the state of the magnetosphere according to the data of ground-based observations.—«Ann. Géophys.», 1970, t. 26, f. 3, p. 761—770.

142. Pudovkin M. I., Shumilov O. I. On the theory of polar substorms.—«Ann. Géophys.», 1969, t. 25, f. 1, p. 125—134.
143. Pudovkin M. I., Shumilov O. I., Zaitzeva S. A. Polar storms and development of the *DR*-currents.—«Planet. Space Sci.», 1968, vol. 16, N 7, p. 891—898.
144. Raspopov O. M. Sur le diagnostic des champs électriques dans la magnétosphère de la Terre.—«Ann. Géophys.», 1970, vol. 26, N 3, p. 751—759.
145. Relationship of interplanetary parameters and occurrence of magnetospheric substorms.—«J. Geophys. Res.», 1971, vol. 76, N 28, p. 6971—6975. Auth.: J. G. Foster, D. H. Fairfield, K. W. Ogivevie, T. J. Rosenberg.
146. Rostoker G. Classification of polar magnetic disturbances.—«J. Geophys. Res.», 1969, vol. 74, N 21, p. 5161—5168.
147. Rostoker G., Fälthammar C. - G. Relationship between changes in the interplanetary magnetic field and variations in the magnetic field at the Earth's surface.—«J. Geophys. Res.», 1967, vol. 72, N 23, p. 5853—5863.
148. Rostoker G., Hing-Lan Lam, Hume W. D. Response time of the magnetosphere to the interplanetary electric field.—«Canad. J. Phys.», 1972, vol. 50, N 6, p. 544—547.
149. Russel C. T., McPherron R. L., Burton R. K. On the cause of geomagnetic storms.—«J. Geophys. Res.», 1974, vol. 79, N 7, p. 1105—1109.
150. Saito T. Geomagnetic pulsations.—«Space Sci. Rev.», 1969, vol. 10, N 3, p. 319—412.
151. Saito T. Some topics for the study of the mechanism of magnetospheric substorm by means of rocket observation in the auroral zone.—In: Antarctic Record, NSM. Tokyo, 1972, N 43, p. 65—79.
152. Sanford P. B. Variation of auroral emissions with time, magnetic activity and the solar cycle.—«J. Atm. Terr. Phys.», 1968, vol. 30, N 12, p. 1921—1942.
153. Sato T. Long period geomagnetic oscillations in southern high latitudes.—«Rept. Ionosph. Space Res. Japan.», 1964, vol. 18, N 3, p. 173—182.
154. Schatten K. H., Wilcox J. M. Response of the geomagnetic activity index *K_p* to the interplanetary magnetic field.—«J. Geophys. Res.», 1967, vol. 72, N 21, p. 5185—5191.
155. Schieldge T. P., Siscoe G. L. A correlation of the occurrence of simultaneous sudden magnetospheric bay onsets with selected geophysical indices.—«J. Atm. Terr. Phys.», 1970, vol. 32, N 11, p. 1819—1830.
156. Schuster A. The diurnal variation of terrestrial magnetism.—«Phil. Trans. Roy. Soc. London», 1890, vol. 180, ser. A, N 15, p. 467—518; 1908, vol. 208, N 4 (430), p. 163—204.
157. Scopke N. S. A general relation between the energy of trapped particles and the disturbance field near the Earth.—«J. Geophys. Res.», 1966, vol. 71, N 13, p. 3125—3130.
158. Silsbee H. C., Vestine E. H. Geomagnetic bays, their frequency and current system.—«Terr. Magn. a. Atm. Electr.», 1942, vol. 47, N 3, p. 195—208.
159. Singer S. F. A new model of magnetic storms and aurorae.—«Trans. Amer. Geophys. Union», 1957, vol. 38, N 1, p. 175—190.
160. Snyder A. L., Akasofu S.-I., Davis T. N. Auroral substorms observed from above the north polar region by a satellite.—«J. Geophys. Res.», 1974, vol. 79, N 10, p. 1393—1402.
161. Snyder C. W., Neugebauer M., Rao N. R. The solar wind velocity and its correlation with cosmic ray variations and with solar and geomagnetic activity.—«J. Geophys. Res.», 1963, vol. 68, N 24, p. 6361—6370.
162. Stern D. A study of the electric field in an open magnetospheric model.—«J. Geophys. Res.», 1973, vol. 78, N 31, p. 7292—7305.
163. Störmer C. Résultats des mesures photogrammétriques des aurores boréales observées dans la Norvège méridional de 1911 à 1922.—«Geofys. publikasjoner», 1927, vol. 4, N 7, p. 5—108.
164. Störmer C. Photographie atlas of auroral forms and scheme for visual observations of aurorae.—In: International union of geodesy and geophysics. Oslo, 1951. 126 p.

165. Sugiura M. Hourly values equatorial D_{st} for the IGY.—«Ann. IGY», 1964, vol. 35, pt. 1, p. 9—45.
166. Sugiura M., Potemra T. A. Net field-aligned currents observed by Triad.—«J. Geophys. Res.», 1976, vol. 81, N 13, p. 2155—2164.
167. Svalgaard L. Sector structure of the interplanetary magnetic field and daily variation of the geomagnetic field of high latitudes.—In: Geophys. Pap. R-6, Danish Meteorol. Inst. Charlottenlund, 1968, p. 1—11.
168. The features of geomagnetic micropulsations of Earth's surface and in the magnetosphere.—In: Prog. a. Abstr. 15 IUGG General Assembly. Moscow, 1971, p. 360. Auth.: V. A. Troitskaya, O. M. Raspopov, Yu. A. Kopitenko, R. Schlich, J. Roquet.
169. The interrelation between parameters of the solar wind and the state of the geomagnetic field.—«Ann. Géophys.», 1970, t. 26, f. 2, p. 389—396. Auth.: M. I. Pudovkin, O. M. Raspopov, L. A. Dmitrieva, V. A. Troitskaya, R. V. Shepetnov.
170. Transverse fluctuations in the interplanetary magnetic field: a requisite for geomagnetic variability.—«J. Geophys. Res.», 1967, vol. 72, N 17, p. 4357—4364. Auth.: J. R. Ballif, D. E. Jones, P. J. Coleman, Jr., L. Davis, Jr., E. J. Smith.
171. Troitskaya V. A. Rapid variations of the electromagnetic field of the Earth.—In: Research in geophysics. Massachusetts, 1964, vol. 1, p. 485—532.
172. Troitskaya V. A. Micropulsations and state of the magnetosphere.—In: Solar-terrestrial physics. N. Y., 1967, p. 213—274.
173. Troitskaya V. A. Bolshakova O. V., Hessler V. P. Main regularities of micropulsations at the geomagnetic poles.—In: Polar micropulsations. College, 1972, R-220, p. 53—83.
174. Troitskaya V. A., Kleimenova N. G. Micropulsations and VLF-emissions during substorms.—«Planet. Space Sci.», 1972, vol. 20, N 9, p. 1499—1519.
175. Troshichev O. A., Feldstein Ya. I. The ring current in the magnetosphere and the polar magnetic substorms.—«J. Atm. Terr. Phys.», 1972, vol. 34, N 5, p. 845—858.
176. Vegard L. Hydrogen showers in the auroral region.—«Nature», 1939, vol. 144, N 3661, p. 1089—1090.
177. Vegard L. Auroral spectroscopy and its bearing on the physics of the ionosphere and on solar-terrestrial relationships.—In: Eighth Rept. of the Commission for the study of solar and terr. relationships. Rome, 1952, p. 33—35.
178. Vegard L., Krogness O. The position in space of the aurora polaris from observations made at the Halde observatory, 1913—1914.—«Geofysiske publikasjoner», 1920, vol. 1, N 1, p. 10—172.
179. Wilcox J. M., Schatten K. A., Ness N. F. Influence of interplanetary magnetic field and plasma on geomagnetic activity during quiet-sun conditions.—«J. Geophys. Res.», 1967, vol. 72, N 1, p. 19—26.

ПРИЛОЖЕНИЕ I

СУТОЧНЫЙ ХОД СКЛОНЕНИЯ В г. ПАВЛОВСКЕ. ИЮНЬ 1930 г.

Числа месяца	Ч а с ы											
	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12
1	7,7	5,9	7,8	9,0	9,5	10,1	7,9	6,5	4,8	-0,3	0,3	0,5
2	8,7	9,1	10,7	7,7	9,6	11,5	8,1	3,9	-1,2	-0,1	0,5	-1,7
3	2,1	8,4	6,6	7,7	13,7	7,1	6,3	4,7	-0,5	0,6	0,6	0,1
4	9,3	9,3	9,5	11,9	12,7	10,3	9,5	1,9	-0,1	-1,9	-2,1	-0,9
5	7,3	9,0	9,7	10,9	10,8	7,8	5,5	1,9	-1,1	-2,4	-1,7	0,1
6	5,5	7,7	7,9	9,0	10,8	7,9	2,1	-0,9	-2,4	-2,7	-2,3	-0,6
7	0,9	3,0	9,0	12,3	8,7	-0,7	3,1	2,7	1,5	-1,9	-3,7	-3,5
8	7,3	5,7	5,7	8,9	10,7	9,1	5,9	1,9	-0,1	-1,2	-2,9	-0,5
9	7,8	9,3	7,7	4,7	7,5	5,5	3,3	0,7	-2,5	-2,7	-4,1	-5,1
10	5,1	8,4	9,9	11,1	9,5	8,5	5,1	1,9	-1,3	-1,3	-0,5	0,9
11	6,5	7,7	8,1	9,1	8,7	6,6	3,1	-0,5	-2,4	-2,5	-2,5	0,3
12	9,5	11,3	12,3	11,5	9,3	8,4	6,0	1,7	-3,3	6,7	-7,5	-9,5
13	7,7	7,3	9,3	10,3	10,8	8,9	4,3	1,1	-2,1	-0,7	-3,3	-3,6
14	4,8	5,5	9,3	11,4	10,8	7,8	5,7	1,2	-2,3	-2,4	-2,7	-1,2
15	6,3	7,2	7,7	7,7	8,5	9,5	7,9	4,2	-0,3	-3,6	-4,2	-4,3
16	4,8	4,1	2,1	-1,5	1,8	10,7	6,5	6,5	6,5	-1,9	-4,9	4,1
17	6,1	4,8	7,8	9,0	9,3	9,6	9,5	7,8	4,9	0,3	-1,3	-1,7
18	3,5	4,2	7,9	9,6	9,3	7,8	7,7	6,0	3,1	0,6	0,6	3,6
19	6,1	7,9	7,8	9,5	11,4	9,5	7,5	2,9	1,5	0,7	0,6	-1,1
20	6,3	4,3	3,1	7,7	8,5	7,9	6,3	2,1	0,0	-1,3	-2,7	-0,6
21	7,7	8,5	7,9	10,3	10,9	10,3	6,5	4,1	1,1	-2,3	-1,8	0,7
22	9,1	9,1	6,9	8,1	8,9	7,8	6,1	4,7	3,1	2,4	1,8	1,8
23	6,9	8,5	6,9	7,7	7,8	8,1	7,2	3,3	0,3	2,4	1,8	0,1
24	7,7	7,8	7,5	7,5	10,3	10,8	9,3	4,8	3,1	1,8	0,3	1,7
25	7,1	8,3	9,1	7,8	6,3	5,9	3,6	0,5	-1,7	-2,4	-2,3	-1,7
26	5,5	5,5	6,1	6,7	6,3	7,3	5,9	4,2	1,2	-0,6	0,0	2,7
27	7,5	13,8	15,3	15,3	9,0	5,4	1,9	-0,1	-4,3	-7,8	-7,2	-8,9
28	5,4	9,6	7,7	6,1	6,6	7,8	7,8	2,1	-1,2	-3,6	-2,7	-4,5
29	5,4	0,5	-1,9	7,7	9,9	9,3	6,6	3,6	0,1	-4,3	-2,5	0,3
30	7,9	8,1	6,5	1,5	6,1	8,3	8,3	5,4	2,1	-2,3	2,4	-1,8
Среднее	6,5	7,3	7,8	8,5	9,1	8,1	6,2	3,0	0,2	-1,6	-2,0	-1,1
Откло- нение от сред- него	2,5	3,3	3,8	4,5	5,1	4,1	2,2	-1,0	-3,8	-5,6	-6,0	-5,1

Примечание. Цифры в таблице представляют значения ординат, снятых с магнито-склонения, равная $4,0^\circ$. Для нахождения лунно-суточного хода склонения значения ординат ставящиеся ординатам, набранным жирным шрифтом, т. е. поместить эти значения в первом

с у т о к												Сред- нее
13	14	15	16	17	18	19	20	21	22	23	24	
-1,1	0,0	0,5	1,9	-1,3	-0,1	4,8	3,3	12,5	9,3	7,2	18,6	5,2
-2,7	0,6	0,1	1,9	1,2	-1,5	6,7	7,5	12,3	3,1	1,7	4,7	4,3
1,1	4,5	1,3	3,1	3,3	4,5	0,6	5,1	3,1	2,1	10,9	7,5	4,3
-0,6	3,6	5,5	2,7	3,3	4,3	0,9	4,7	5,4	5,1	5,3	7,9	4,9
0,0	0,6	1,9	1,8	4,9	3,1	2,5	1,5	1,3	4,8	7,7	7,8	4,0
0,1	1,9	1,1	2,7	3,1	3,7	4,2	3,5	3,7	0,1	2,7	0,7	2,9
-0,5	1,5	-0,5	-1,5	4,5	6,5	6,3	6,3	3,5	4,5	3,9	2,5	2,9
-1,3	-1,3	-1,1	0,1	5,3	6,0	3,9	3,3	3,3	3,3	8,3	10,8	3,8
-0,3	-0,5	-0,5	0,7	0,3	2,1	3,3	0,0	5,5	6,9	4,5	6,5	2,5
1,8	1,8	2,5	2,5	2,0	2,9	2,7	4,7	4,7	5,1	7,5	3,7	4,1
1,7	3,1	3,3	3,1	3,6	3,0	3,3	3,6	4,3	4,8	4,2	6,3	3,6
-2,7	-4,1	-6,3	4,2	3,5	12,3	8,5	3,5	8,3	8,1	4,9	7,7	3,8
-1,5	3,9	6,5	3,9	2,9	1,3	1,5	1,7	1,8	3,5	7,8	7,2	3,8
1,2	3,1	3,1	2,5	2,5	3,3	3,5	3,9	4,8	5,3	1,8	4,1	3,6
-1,9	0,1	0,3	3,2	0,7	1,7	1,7	2,1	1,9	4,0	5,7	6,3	2,9
4,8	3,5	5,4	4,8	3,7	3,5	10,1	10,3	13,7	8,0	3,6	4,8	4,8
0,1	0,9	2,7	3,2	3,0	8,3	7,1	6,9	8,9	8,1	7,8	3,3	5,2
6,9	1,7	2,4	3,5	5,1	14,5	3,3	2,7	3,3	6,3	4,9	3,3	5,1
2,7	3,3	4,2	1,9	2,1	2,5	2,4	3,5	3,1	3,1	6,3	4,9	4,3
3,1	4,1	5,4	3,1	4,3	4,3	5,9	7,7	6,3	3,3	0,6	3,9	3,9
0,1	1,9	7,3	3,5	2,4	2,1	2,5	3,0	3,3	4,8	2,9	6,5	3,4
2,9	4,7	4,1	3,3	3,5	3,5	5,4	4,7	4,8	6,1	5,1	7,9	5,3
1,9	3,3	4,7	3,9	3,9	3,6	3,3	3,5	4,7	5,7	6,0	5,5	4,7
3,1	4,5	4,1	3,9	5,4	3,7	3,3	3,7	4,3	5,3	5,9	7,7	4,3
0,0	1,8	1,9	1,7	1,7	1,7	1,8	2,3	3,3	3,1	6,1	6,5	3,0
5,1	7,7	6,6	6,0	5,9	6,3	8,1	7,1	6,5	7,7	3,5	4,5	5,2
-7,7	-4,1	-1,7	1,3	3,1	1,9	1,9	8,1	11,1	4,2	7,9	6,6	3,0
-6,1	-0,9	-0,7	-0,5	0,3	0,5	7,1	2,9	6,6	10,5	1,3	6,9	2,9
-0,9	-1,2	0,3	1,7	0,0	0,5	5,3	1,1	4,5	4,8	6,7	4,8	2,6
-1,1	0,1	0,7	0,7	3,6	0,5	4,8	3,1	4,8	2,7	5,9	9,3	3,5
0,3	1,7	2,2	2,4	2,9	3,7	4,2	4,2	5,5	5,0	5,3	6,3	4,0
-3,7	-2,3	-1,8	-1,6	-1,1	-0,3	0,2	0,2	1,5	1,0	1,3	2,3	0

грамм и выраженных в минутах дуги; нулевому значению ординаты соответствует величина этой таблицы следует перегруппировать, приняв за начало лунных суток моменты, соответствующие столбцу.

ПРИЛОЖЕНИЕ II
СПИСОК ОБСЕРВАТОРИЙ

Обсерватория	Страна	Международное обозначение	φ	λ (в. д.)	Геомагнитные координаты		Эпоха	D	H, γ	Z, γ
					$\Phi, ^\circ$	$\Delta, ^\circ$				
Алерт	Канада	AL	82°30'	297°30'	85,7	168,7	1970	— 79°34,9'	3 766	55 665
о-в Хейса	СССР	BT	80 37	58 3	71,3	156,0	1970	23 10,0	5 461	57 292
Мерисон-Бей	Дания (Гренландия)	MNB	80 3	18 15	75,2	137,5	—	—	—	—
Нью Алезунд	»	NWA	78 55	11 56	75,4	131,2	—	—	—	—
Баренцбург	Норвегия	BRB	78 38	16 23	74,6	132,5	—	—	—	—
м. Челюскин	СССР	CC	77 43	104 17	66,2	176,5	1970	18 53	3 457	59 008
Туле	Дания (Гренландия)	TH	77 29	290 50	89,0	358,0	1970	— 78 7	3 951	56 412
Моулд-Бей	Канада	MLB	76 12	240 36	79,1	284,7	1970	64 11,7	2 561	58 120
Резольют-Бей	»	RB	74 42	265 6	83,0	289,6	1970	— 74 53,6	741	58 374
о-в Медвежий	Норвегия	BU	74 30	19 00	71,1	124,0	1966	2 45,0	9 255	52 370
о-в Диксон	СССР	DI	73 33	80 34	63,0	161,6	1970	28 24,8	6 434	58 113
прод. Маточкин Шар	»	MS	73 16	56 24	64,8	146,5	—	—	—	—
бух. Тикси	»	TI	71 35	129 00	60,4	191,4	1970	— 15 44,0	7 757	59 621
м. Барроу	США	PB	71 18	203 15	68,5	241,1	1970	25 53,3	9 754	56 353
Тобин	Дания (Гренландия)	TBN	70 25	338 2	75,6	81,8	—	—	—	—
о-в Бартер	США	BT	70 8	216 20	70,0	253,1	—	—	—	—
Тромсё	Норвегия	TR	69 40	18 57	67,2	116,8	1965	0 4,6	11 251	51 094

Годhavn	Дания	GO	69°14'	306°29'	79,9	32,5	1969	50°55,0'	8 294	55 799
Кеймбридж-Бей	Канада	CB	69 10	255 00	77,0	301,0	—	—	—	—
Ивало	Финляндия	IVL	68 36	27 29	64,7	121,9	—	—	—	—
Абиску	Швеция	AI	68 21	18 49	66,0	115,0	1956	1 51,5	11 624	50 282
Мурманск	СССР	MM	68 15	33 5	63,5	126,2	1970	12 4,3	11 801	51 284
Форт Юкон	»	LOV	67 58	35 1	62,9	127,0	—	—	—	—
Кируна	Швеция	KI	67 50	20 25	65,3	115,8	—	—	—	—
Собданколя	Финляндия	SO	67 22	26 39	63,8	120,0	1970	6 10,5	11 905	50 336
Коцебу	США	KTZ	66 53	197 24	63,7	242,1	—	—	—	—
Рорт Юкон	»	YUK	66 34	214 42	66,6	256,8	—	—	—	—
Уэлен	СССР	WE	66 10	190 10	61,8	237,1	1970	14 45,0	14 157	53 549
Суккертоппен	Дания (Гренландия)	SN	65 25	307 6	76,1	28,7	—	—	—	—
Колледж	США	CO	64 52	212 10	64,6	256,5	1970	28 31,7	12 945	55 320
Бейкер-Лейк	Канада	BL	64 18	264 00	73,8	315,2	1970	2 50,9	4 306	60 587
Лейрвогур	Исландия	RY	64 11	338 18	70,2	71,0	1970	— 22 50,3	12 169	49 754
Бнг-Дельта	»	BDL	64 00	214 16	64,3	259,3	—	—	—	—
Хейли	»	HL	63 51	211 2	63,5	256,6	—	—	—	—
Нордвей	»	NRW	62 58	218 3	64,1	263,8	—	—	—	—
Йеллоунайф	Канада	YEL	62 26	245 36	69,0	293,3	—	—	—	—
Среднекан	СССР	SR	62 26	152 19	53,2	210,6	—	—	—	—
Домбос	Норвегия	DO	62 4	9 7	62,3	100,1	1970	— 4 17,6	14 115	48 019
Якутск	СССР	YA	62 1	129 43	51,0	193,8	1969	— 19 5,2	15 041	58 294
Подкаменная Тунгуска	»	PT	61 36	90 00	50,2	175,0	1970	—103 0,9	12 341	59 233
Анкоридж	США	ANC	61 14	210 8	61,0	258,1	—	—	—	—

Продолжение Приложения II

Обсерватория	Страна	Международное обозначение	φ	λ (в. д.)	Геомагнитные координаты		Эпоха	D	H, γ	Z, γ
					$\Phi, ^\circ$	$\Lambda, ^\circ$				
Нарсарсуак	Дания (Гренландия)	NQ	61°11'	314°35'	71,2	37,6	—	—	—	—
Джулианхоб	»	JUL	60 43	313 58	70,8	35,6	—	—	—	—
Нурмиярви	Финляндия	NU	60 31	24 39	57,8	112,6	1970	3°48,9'	15 133	48 713
Мёрунк	Великобритания	LE	60 8	358 49	62,5	88,6	1970	9 7,9	14 766	47 573
Магадан	СССР	MG	60 7	151 1	50,6	210,1	1970	— 13 0,3	18 073	52 746
Ленинград	»	LN	59 57	30 42	56,2	117,4	1970	6 53,9	15 164	48 751
Ловё	Швеция	LO	59 21	17 50	58,1	105,8	1970	0 52,0	15 407	47 695
Форт-Цёрчилль	Канада	CH	58 48	265 54	68,8	322,5	1970	4 2,6	7 049	60 816
Борок	СССР	BO	58 2	38 58	53,0	123,2	—	—	—	—
Сытка	США	SI	57 4	224 40	60,0	257,4	1970	28 22,5	15 808	54 821
Свердловск	СССР	VD	56 44	61 4	48,5	140,7	1970	13 10,1	16 079	52 079
Томск	»	TM	56 28	84 56	45,9	156,6	—	—	—	—
Руде-Сков	Дания	RS	55 51	12 27	55,8	98,5	1969	— 1 43,0	16 918	45 966
Казань	СССР	KN	55 50	48 51	49,3	130,4	1968	10 16,8	16 569	49 827
Москва	»	MO	55 28	37 19	50,8	120,5	1970	7 42,8	17 229	48 416
Эскейльмюр	Великобритания	ES	55 19	356 48	58,5	82,9	1970	— 9 41,6	17 046	45 576
Грейт-Уэйд Ривер	Канада	GW	55 18	282 12	66,8	347,2	1970	— 20 00,4	9 958	59 435
Новосибирск	СССР	NS	55 2	82 54	45,0	167,5	1970	8 52,3	17 209	56 556
Минук	Канада	ME	54 37	246 40	61,8	301,0	1970	23 39,8	13 265	58 672
Хель	Польша	HL	54 36	18 49	53,4	103,7	1968	0 34,4	17 502	45 770

Минск	СССР	MN	54°30'	27°53'	50,6	113,8	1970	4°53,4'	17 854	46 540
Шатск	»	SHA	53 59	41 51	48,7	123,7	—	—	—	—
Слонхерст	Великобритания	ST	53 51	357 32	56,9	82,7	1967	8 57,1	17 646	44 796
Винст	ФРГ	WN	53 45	9 4	54,5	94,0	1970	2 56,9	17 930	44 928
Петропавловск-Камчатский	СССР	PK	52 54	158 26	44,4	218,2	1970	5 14,9	22 103	45 942
Виттевен	Нидерланды	WI	52 49	6 40	54,2	91,0	1970	4 6,0	18 333	44 408
Иркутск	СССР	IR	52 10	104 27	41,0	176,9	1970	2 17,1	19 562	57 098
Свидер	Польша	SW	52 7	21 15	50,6	104,6	1969	1 32,5	18 365	45 216
Нимег	ГДР	NI	52 4	12 41	52,2	96,3	1968	1 29,8	18 623	44 236
Валенсия	Ирландия	VL	51 56	349 45	56,6	73,4	1970	12 20,6	18 651	44 361
Адак	США	ADA	51 52	183 21	47,2	240,0	—	—	—	—
Бельск	Польша	BE	51 50	20 48	50,4	104,1	1970	2 6,6	18 953	45 123
Гёттинген	ФРГ	GT	51 33	9 58	52,3	93,7	—	—	—	—
Колмберг	ГДР	CM	51 19	13 00	51,5	96,5	—	—	—	—
Абинджер	Великобритания	ABN	51 18	359 62	—	—	—	—	—	—
Хартленд (Абинджер)	»	HA	51 00	355 31	54,6	79,0	1970	9 6,5	19 033	43 636
Киев	СССР	KV	50 43	30 18	47,3	112,2	1970	4 44,4	19 434	45 340
Дурб (Моне)	Бельгия	DB	50 6	4 36	51,7	88,7	1970	4 45,9	19 634	43 142
Расборц	Польша	RAS	50 5	18 11	49,3	100,8	—	—	—	—
Пругонице	Чехословакия	PR	49 59	14 33	49,9	97,3	1970	0 36,5	19 703	43 355
Львов	СССР	LV	49 54	23 45	48,0	105,8	1970	2 46,7	19 964	44 285
Караганда	»	KD	49 49	73 05	40,0	148,4	1970	8 34,1	20 209	52 422
Будков	Чехословакия	BV	49 4	14 1	49,1	96,2	1970	0 54,5	20 160	42 878
Виктория	Канада	VI	48 31	236 35	54,3	292,7	1970	22 24,8	18 946	53 117

Продолжение Приложения II

Обсерватория	Страна	Международное обозначение	φ	λ (в. д.)	Геомагнитные координаты		Эпоха	D	H, γ	Z, γ
					Ф, °	Λ, °				
Вена-Кобенцл	Австрия	WIE	48°16'	16°19'	47,9	98,2	1970	0° 3,8'	20 659	42 633
Ньюпорт	США	NE	48 16	242 53	55,1	300,0	1970	21 19,3	18 103	54 814
Фюрстен-фельдбрук	ФРГ	FU	48 10	11 17	48,8	93,3	1970	— 1 52,0	20 635	42 241
Шамбон-ла-Форé	Франция	CF	48 1	2 16	50,4	83,9	1967	— 5 45,6	20 495	41 909
Гурбаново	Чехословакия	HB	47 54	18 12	47,1	99,8	1970	0 30,8	20 845	42 505
Улан-Батор	Монголия	UB	47 51	107 3	36,1	178,0	1969	— 3 41	23 094	54 163
Гарши	Франция	GCH	47 18	3 6	49,6	84,9	—	—	—	—
Нагт	»	NA	47 18	358 27	50,5	80,1	—	—	—	—
Нагисенк	Венгрия	NK	47 38	16 43	47,2	98,3	1970	0 2,8	20 964	42 235
м. Джонс	Канада	JO	47 36	307 18	58,7	21,4	1970	— 26 43,2	17 599	50 788
Регенесбург	Швейцария	RE	47 29	8 27	48,7	90,3	1969	— 2 50,4	20 974	41 634
Яссы	Румыния	JA	47 11	27 32	44,7	108,2	1963	2 48	21 231	42 729
Южно-Сахалинск	СССР	SA	46 57	142 23	36,9	206,7	1970	— 10 2,5	25 308	44 726
Тихань	Венгрия	TY	46 54	17 54	46,4	99,1	1970	0 23,6	21 356	41 929
Одесса	СССР	OD	46 47	30 53	43,8	111,1	1970	2 0,7	21 366	43 288
Новоказалинск	»	KK	45 46	62 7	39,9	138,6	1968	6 53,2	22 764	—
Оттава	Канада	OT	45 24	284 27	57,0	351,5	1970	— 13 42,4	15 858	56 455
Симферополь	СССР	SMF	44 50	34 4	41,2	113,3	—	—	—	—
Алушта	»	ALS	44 41	34 25	41,0	113,6	—	—	—	—
Сурларь	Румыния	SU	44 41	26 15	42,5	106,0	1968	2 25,3	22 604	41 369

Гроцка	Югославия	GC	44°38'	20°46'	43,6	100,9	1970	0°59,7'	22 564	40 762
Монте-Капельно	Италия	MON	44 33	8 57	45,8	89,5	1962	— 3 15,5	22 320	39 175
Кастеллаццо	»	CA	44 26	8 56	45,7	89,4	1962	— 3 34,9	22 455	39 611
Робурент	»	RT	44 17	7 53	45,8	88,5	1970	— 2 44,0	22 738	39 725
Мемамбецу	Япония	MT	43 54	144 12	34,0	208,4	1970	— 8 11,6	26 519	41 383
Ажонкур	Канада	AG	43 47	280 44	55,0	347,0	1968	— 7 38,5	16 287	56 987
Алма-Ата	СССР	AT	43 45	76 55	33,4	150,7	1970	— 4 38,3	25 473	48 091
Владивосток	»	VK	43 41	132 10	33,0	198,0	1970	— 9 33,9	27 028	44 992
Каспер	США	CSP	42 51	253 42	51,5	314,5	—	—	—	—
Панагюрище	Болгария	PN	42 31	24 10	40,8	103,4	1970	— 1 22,8	23 607	39 544
Логроньо	Испания	LG	42 27	357 30	46,1	77,0	1970	— 6 49,2	23 422	38 180
Л'Аквила	Италия	AQ	42 23	13 19	42,9	92,9	1969	— 1 1,3	23 715	38 623
Тбилиси	СССР	TF	42 5	44 42	36,7	122,1	1970	— 5 0,1	24 165	42 011
Ташкент	»	TK	41 20	69 37	32,4	143,7	1970	— 4 45,2	25 857	45 413
о-в Мадалена	Италия	MD	41 13	9 24	42,7	88,5	—	—	—	—
Кандилли	Турция	IK	41 4	29 4	38,5	107,5	1970	— 2 51,4	24 886	39 252
Понза	Италия	PNZ	40 55	12 57	41,5	92,1	—	—	—	—
Тортоса (Эбро)	Испания	EB	40 49	31	43,9	79,7	1970	— 5 23,2	24 397	36 871
о-в Капри	Италия	CPR	40 33	14 13	40,9	93,2	—	—	—	—
Коимбра	Португалия	CI	40 14	351 35	44,8	71,3	1970	— 8 56,6	24 460	36 620
Булдер	США	BD	40 8	254 46	48,9	316,4	1970	— 13 21,6	21 323	51 726
Пекин	Китай	PK	40 2	116 10	28,6	184,0	1959	— 5 43,9	29 866	46 437
Толедо	Испания	TL	39 53	355 57	43,6	75,7	1970	— 7 4,0	24 750	36 146
Прайс	США	PRC	39 37	249 13	47,7	310,3	—	—	—	—
Бело	»	BL	39 29	261 52	49,2	324,9	—	—	—	—

Продолжение Приложения II

Обсерватория	Страна	Международное обозначение	φ	λ (в. д.)	Геомагнитные координаты		Эпоха	D	H, γ	Z, γ
					$\Phi,^\circ$	$\Lambda,^\circ$				
Карлтон	»	CRL	39°22'	266°32'	49,6	330,4	—	—	—	—
Бурлингтон	»	BRL	39 17	257 44	48,5	320,1	—	—	—	—
Левилл	»	LDV	39 17	253 43	48,0	315,5	—	—	—	—
Миузава	Япония	MIZ	39 6	141 12	29,0	207,7	1970	—	28 859	37 210
Онагава	»	ON	38 36	141 28	28,4	206,7	—	—	—	—
Онагава	»	ONG	38 26	141 28	28,3	206,8	—	—	—	—
Фредериксберг	США	FR	38 12	282 38	49,6	349,8	1970	—	19 906	52 570
Пендели	Греция	PE	38 3	23 52	36,2	102,0	—	—	—	—
Джибильманна	Италия	GI	37 59	14 1	38,5	92,2	—	—	—	—
Ашхабад	СССР	AK	37 57	58 6	30,5	133,4	1969	4 11,8	27 688	40 965
Сан-Мигел	Португалия	SM	37 46	334 21	45,6	50,9	1970	—	25 299	38 290
Сеул	Юж. Корея	SEO	37 35	127 3	26,5	194,2	—	—	—	—
Кастель-Рок	США	CSR	37 14	237 52	43,5	298,6	—	—	—	—
Альмерия	Испания	AE	36 51	357 33	40,6	75,3	1970	—	26 335	33 504
Сан-Фернандо	»	SF	36 28	353 48	41,0	71,3	1970	—	26 457	33 200
Какиока	Япония	KA	36 14	140 11	26,0	206,0	1970	—	30 139	34 672
Галгат	Индия	GLG	35 56	74 18	26,2	147,5	—	—	—	—
Тулси	США	TUL	35 55	264 13	46,0	328,3	—	—	—	—
Эспанола	»	ESP	35 49	253 56	44,6	316,6	—	—	—	—
Тегеран	Иран	TR	35 44	51 23	29,3	126,4	1962	3 47,7	28 372	37 699
Канозан	Япония	KZ	35 15	139 58	25,0	205,9	1970	—	30 473	33 701

Ксара	Ливан	KS	33°50'	35°54'	30,4	112,0	—	—	—	—	—
Симосато	Япония	SS	33 35	135 56	23,0	202,4	1970	—	31 512	33 102	—
Аверрос	Марокко	AV	33 18	352 35	38,1	69,1	—	—	—	—	—
Хаиджиоджима	Япония	HCH	33 7	139 48	22,9	206,0	—	—	—	—	—
Даллас	США	DS	32 59	263 15	43,0	327,7	1970	8 17,3	24 382	47 208	—
Асо	Япония	AS	32 53	131 1	22,1	198,1	—	—	—	—	—
(о-в Кюсю)											
Тусон	США	TU	32 15	249 10	40,4	312,2	1970	12 49,2	25 833	43 460	—
Ниссанм	Египет	NTS	31 44	34 36	28,4	110,0	—	—	—	—	—
Канбэ	Япония	KY	31 25	130 53	20,5	198,1	1970	— 5 10,8	32 924	31 963	—
(о-в Кюсю)											
Цо-Зе	Китай	CZ	31 6	121 11	19,4	189,0	1959	— 3 53,8	33 873	34 285	—
(Шанхай)											
Дехра-Дун	Индия	DD	30 22	77 48	20,0	157,4	1970	0 22,0	34 126	34 529	—
Сабхавала	»	SBH	30 20	77 48	20,5	149,7	—	—	—	—	—
Кветта	Пакистан	QU	30 11	66 57	21,6	139,7	1964	1 17,7	33 072	33 062	—
Хельван	Египет	HLW	29 52	31 20	27,2	106,4	—	—	—	—	—
Мисалат	»	ML	29 45	30 54	26,7	105,8	1970	1 31,6	31 211	28 541	—
Лхаса	Китай	LH	29 42	91 9	18,5	172,0	1958	— 0 23,7	35 887	33 911	—
Санта-Крус-	Испания	SZ	28 29	343 43	35,0	58,6	1958	— 11 23,7	28 813	25 087	—
де-Тенерифе											
Ланцинг	Тайвань	LP	25 00	121 10	13,8	189,5	—	—	—	—	—
Гавана	Куба	HAV	22 58	177 51	34,1	345,3	—	—	—	—	—
Таманрассет	Алжир	TA	22 48	5 32	25,4	80,6	1958	— 5 18,0	32 288	17 837	—
Сороа	США	SOR	22 47	177 00	33,9	15,6	—	—	—	—	—
Шапа	Вьетнам	CHA	22 21	103 50	10,9	173,3	1970	— 0 45,9	39 031	22 230	—
Читагонг	Пакистан	CHT	22 21	91 49	11,5	161,9	—	—	—	—	—

Обсерватория	Страна	Международное обозначение	φ	λ (в. д.)	Геомагнитные координаты		Эпоха	D	H, γ	Z, γ
					$\Phi, ^\circ$	$\Lambda, ^\circ$				
Гополулу	США	HO	21°19'	202°00'	21,1	266,5	1970	11°34,5'	27 910	22 387
Теолюкан	Мексика	TE	19 45	260 49	29,6	327,1	1970	8 18,9	29 845	32 399
Алибаг	Индия	AL	18 38	72 52	9,5	143,6	1970	— 0 51,6	38 664	17 497
Сан-Хуан	США	SJ	18 23	293 53	29,9	3,2	1970	8 12,8	27 558	32 579
Хайдарабад	Индия	HD	17 25	78 33	7,6	148,9	1970	— 1 38,6	39 989	14 939
Багуйо	Филиппины	BG	16 25	120 36	5,1	189,2	—	—	—	—
М'Бур	Сенегал	MB	14 24	343 2	21,3	55,0	1969	— 13 26,4	31 761	8 612
Мунтинлула	Филиппины	MU	14 22	121 1	3,0	189,7	1970	0 7,7	39 014	9 710
Гуам	США	GU	13 35	144 52	4,0	212,9	1970	1 54,0	35 619	7 675
Сокото	Нигерия	SOK	13 3	5 15	15,9	77,1	—	—	—	—
Аннамайнарар	США	AN	11 24	79 41	1,5	149,4	1970	— 2 40,5	40 563	3 825
Зариа	Нигерия	ZAR	11 9	7 39	13,6	79,1	—	—	—	—
Арера	Португалия	ARA	10 27	343 2	21,9	2,7	—	—	—	—
Конгатора	Нигерия	KON	10 24	5 27	13,3	76,8	—	—	—	—
Цебя	Филиппины	CEB	10 18	123 54	—0,9	192,7	—	—	—	—
Колайканал	Индия	KO	10 14	77 28	0,6	147,1	1970	— 2 29,1	39 448	2 086
Аддис-Абеба	Эфиопия	AA	9 2	38 46	5,3	109,2	1969	— 0 9,0	36 172	— 638
Тривандрам	Индия	TV	8 29	76 57	—1,1	146,4	1970	— 2 52,3	40 032	— 671
Фритаун	Сьерра-Леоне	FRE	8 28	246 47	14,8	57,8	—	—	—	—
Ибадан	Нигерия	IBA	7 26	3 54	10,7	74,7	—	—	—	—
Корор	США	KR	7 20	134 30	3,2	203,4	—	—	—	—

Давайо	Филиппины	DV	7° 5'	125°35'	-4,1	194,5	—	—	—
Маджуро	США	MAJ	7 5	171 23	1,3	239,6	—	—	—
Пальмира	»	PAL	5 53	197 55	5,2	265,8	—	—	—
Парамарибо	Суринам	PA	5 49	304 40	17,0	14,5	-131° 0,3'	28 751	16 675
Легон	Гана	LEG	5 38	359 49	9,6	70,2	—	—	—
Фуэне	Колумбия	FQ	5 28	286 16	16,9	355,1	— 4 44,9	29 595	19 339
Бангү	Централн. Африк. Республика	BA	4 26	18 33	4,6	88,5	— 4 7,8	32 219	— 8 545
Фаннинг	США	FAN	3 54	200 37	3,7	268,8	—	—	—
г. Мока (Санга-Исабель)	Ангола	MC	3 21	8 40	5,7	78,6	— 6 50,1	30 700	— 8 470
Буния	Уганда	BN	1 32	30 11	-0,4	99,3	—	—	—
Джарвис	США	JAR	— 23	199 58	-0,6	269,1	—	—	—
Татока	Бразилия	TT	— 1 12	311 29	9,6	20,8	— 16 37,2	28 147	7 186
Найроби	Кения	NR	— 1 17	36 48	-4,4	105,3	— 1 56,6	30 744	-15 704
Львино	Заир	LR	— 2 12	28 48	-4,0	98,2	— 3 49,8	29 812	-17 024
Голландия	Индонезия	NN	— 2 34	140 31	-12,6	210,3	—	—	—
Бинза (Киншаса)	Заир	BI	— 4 16	15 22	-3,4	83,2	— 8 28,6	26 992	-18 618
Талара	Перу	TAL	— 4 38	278 42	6,6	34,7	—	—	—
Кулер	Индонезия	KUY	— 6 2	106 44	-17,5	175,6	—	—	—
Тангеранг	»	TG	— 6 10	106 38	-17,6	175,4	0 56,4	37 088	-23 885
Дар-эс-Салам	Танганьика	DAR	— 6 47	39 13	-10,2	106,6	—	—	—
Чиклайо	Перу	CHC	— 6 48	158 12	4,5	349,2	—	—	—
Луанда	Ангола	LU	— 8 55	13 10	-7,2	80,5	— 10 40,4	23 761	-22 209
Чумботе	Перу	CHM	— 9 6	281 24	2,2	350,5	—	—	—

Продолжение Приложения II

Обсерватория	Страна	Международное обозначение	φ	λ (в. д.)	Геомагнитные координаты		Эпоха	D	H, γ	Z, γ
					Ф, °	Λ, °				
Порт-Морсби	Папуа-Гвинея	PM	— 9°24'	147° 9'	—18,7	218,0	1970	6°13,1'	36 200	—23 160
Элизабетвиль	Заир	KC	—11 38	27 25	—12,7	94,1	1961	— 8 12,6	22 798	—25 015
Хуанкайо	Перу	HU	—12 3	284 40	—0,6	353,8	1960	5 06,5	28 467	1 027
Дэрвин	Австралия	DA	—12 20	131 00	—22,0	201,3	—	—	—	—
Куско	Перу	CUZ	—13 32	288 2	—2,1	357,1	—	—	—	—
Апия	Зап. Самоа	AP	—13 49	188 13	—16,0	260,2	1966	—120 3,8	34 741	—20 316
Якка	Перу	YAU	—15 32	285 20	—4,1	354,5	—	—	—	—
Арекипа	»	ARE	—16 28	288 31	—5,0	357,6	—	—	—	—
Танги	Франция	TAH	—17 33	210 23	—15,3	282,7	—	—	—	—
Паните-Паматан	Австралия	PP	—17 34	210 25	—15,3	282,8	—	—	—	—
Санте-Круз	Бразилия	SUC	—17 48	316 50	—6,4	5,5	—	—	—	—
Тананариве	Малагасийская Республика	TN	—18 55	47 33	—23,1	112,1	1970	— 12 34,1	20 204	—28 069
Тзадеб	Намбия	TS	—19 12	17 35	—18,2	82,8	1971	— 15 23,6	16 731	—27 053
Плесанс (о-в Маврикий)	Маврикий	MR	—20 26	57 40	—26,6	122,4	1966	— 16 36,0	21 829	—29 396
Ла-Кьяка	Аргентина	LQ	—22 7	294 25	—10,6	3,2	1965	0 26,3	24 514	— 6 149
Вассорас	Бразилия	VA	—22 24	316 21	—11,9	23,9	1970	— 17 50,8	21 800	—10 243
Лоренсу-Маркиш	Мозамбик	LM	—25 55	32 35	—27,7	95,8	1971	— 16 16,0	14 419	—27 875
о-в Пасхи	Чили	PAS	—27 10	250 35	—18,2	322,6	—	—	—	—
Брисбен	Австралия	BR	—27 32	152 55	—35,8	226,9	—	—	—	—
Уотеру	»	WA	—30 19	115 53	—41,8	185,5	—	—	—	—

Пилар	Аргентина	PI	-31°40'	296° 7'	-20,2	4,0	1965	2°27,1'	22 423	-11 887
Гнангара	Австралия	GN	-31 47	115 57	-43,2	185,8	1970	— 2 59,7	23 786	-53 475
Херманус	ЮАР	HR	-34 25	19 14	-33,7	81,7	1970	— 24 11,9	12 094	-26 668
Лас-Акасиас	Аргентина	AG	-35 00	302 19	-24,0	10,3	1964	— 1 35,0	21 290	-13 430
Тулаги	Австралия	TO	-37 32	145 28	-46,7	220,8	1970	10 39,9	22 372	-56 338
о-в Гоф	Великобритания	GOU	-40 21	350 7	-33,8	51,9	—	—	—	—
Амберли	Нов. Зеландия	AM	-43 9	172 43	-47,7	252,5	1964	20 54,7	21 983	-54 872
Трелью	Аргентина	TW	-43 15	294 41	-31,7	3,2	1966	8 21,1	22 273	-18 482
о-в Марион	Франция	MAR	-46 51	37 52	-49,0	94,3	—	—	—	—
Порт-о-Франсе (Кергелен)	»	KG	-49 21	70 15	-56,5	127,8	1968	— 49 35,8	18 618	-44 333
о-в Маккуори	Австралия	MI	-54 30	158 57	-60,7	243,0	1970	27 9,6	12 996	-64 078
Орказас	Аргентина	OR	-60 43	315 13	-50,1	18,2	1962	1 58,3	21 759	-30 083
Аргентинские о-ва	Великобритания	AR	-65 15	295 44	-53,8	3,3	1967	16 57,7	23 086	-35 903
Уилкс	Австралия	WK	-66 15	110 35	-77,2	179,2	—	—	—	—
Оазис	СССР	OA	-66 18	92 9	-77,2	160,8	—	—	—	—
пос. Мирный (Антарктида)	»	MY	-66 33	93 1	-77,0	146,8	1970	— 82 23,9	13 815	-59 626
Дюмон-Д'Юр- виль	Франция	DU	-66 40	140 00	-75,6	230,9	1968	-148 6,3	602	-70 698
Моусон	Аргентина	MW	-67 36	62 53	-73,2	103,1	1970	— 62 0,5	18 358	-47 840
ст. Молодежная (Антарктида)	СССР	MOL	-67 40	45 51	-70,1	84,6	1970	— 49 50,0	19 000	-42 830
База Сёва (Антарктида)	Япония	SY	-69 00	39 36	-69,7	77,7	1968	— 45 40,0	18 990	-42 100
ст. Шарко (Антарктида)	Франция	CT	-69 23	139 01	-78,3	234,5	—	—	—	—

Продолжение Приложения II

Обсерватория	Страна	Международное обозначение	φ	λ (в д.)	Геомагнитные координаты		Эпоха	D	H, γ	Z, γ
					Φ, °	Λ, °				
ст. Пионерская (Антарктида)	СССР	PO	—69°44'	95°30'	—80,3	146,5	—	—	—	—
ст. Санае (Антарктида)	Япония	SN	—70 18	357 38	—63,6	44,2	1970	— 18°23'	19 278	—37 471
ст. Бейя-Бодунн (Антарктида)	Бельгия	BB	—70 26	24 19	—69,0	63,0	—	—	—	—
ст. Норвегия (Антарктида)	Норвегия	NOR	—70 30	357 28	—63,8	43,9	—	—	—	—
ст. Новолазаревская (Антарктида)	СССР	NL	—70 46	11 50	—66,2	53,6	1970	— 27 26,0	18 786	—39 754
ст. Халлет (Антарктида)	США	HT	—72 19	170 13	—74,7	278,2	1962	104 6,7	6 282	—65 861
ст. Эйтс (Антарктида)	»	EIG	—75 14	282 50	—63,8	355,3	—	—	—	—
ст. (Антарктида)	Великобритания	HY	—75 31	333 23	—65,8	24,3	1964	— 0 49,2	20 409	—43 162
ст. Халли-Бей	США	SB	—77 51	166 47	—79,0	294,4	1965	156 5,2	10 129	—68 733
База Скотта (Антарктида)	»	GBE	—77 58	321 12	—67,3	15,8	—	—	—	—
ст. Хенераль Белграно	Аргентина	LA	—78 11	197 50	—74,0	312,0	—	—	—	—
ст. Лигл-Америка (Антарктида)	»									
ст. Восток (Антарктида)	СССР	VO	—78 27	106 52	89,2	91,4	1970	—118 38,8	12 725	—60 220
ст. Плато (Антарктида)	США	PLA	—79 15	40 30	—77,2	52,5	—	—	—	—
ст. Бэрд (Антарктида)	»	BY	—79 59	240 00	—70,6	336,3	1965	70 27,1	16 303	—57 752
ст. Южный Полюс (Антарктида)	»	SP	—90 00	—	—78,5	00	1968	— 27 44,3	15 970	—56 113

**РЕКОМЕНДУЕМАЯ ЛИТЕРАТУРА
ПО КУРСАМ «ГРАВИТАЦИОННОЕ И МАГНИТНОЕ ПОЛЕ ЗЕМЛИ»,
«АЭРОНОМИЯ» И «ОСНОВЫ ТЕОРИИ МАГНЕТИЗМА»**

1. Акасофу С. Полярные и магнитосферные суббури. М., 1971. 317 с.
2. Акулов Н. С. Ферромагнетизм. М., 1940. 188 с.
3. Альвен Г., Фельтхаммар К. Г. Космическая электродинамика. М., 1967. 260 с.
4. Белоконов В. И., Кочегура В. В., Шолпо Л. Е. Методы палеомагнитных исследований горных пород. Л., 1973. 247 с.
5. Боровик Е. С., Мильнер А. С. Лекции по ферромагнетизму. Харьков, 1965. 232 с.
6. Брагинский С. И. Магнитогидродинамика земного ядра.— «Геомагнетизм и аэрономия», 1964, т. 4, № 5, с. 898—916.
7. Исаев С. И. Морфология полярных сияний. Л., 1968. 168 с.
8. Исаев С. И., Пудовкин М. И. Полярные сияния и процессы в магнитосфере Земли. Л., 1972. 244 с.
9. Космическая физика. Под ред. Д. П. ле Гэлл, А. Розена. М., 1966. 740 с.
10. Нагата Т. Магнетизм горных пород. М., 1965. 346 с.
11. Пудовкин М. И., Распопов О. М., Клейменова Н. Г. Возмущения электромагнитного поля Земли. Ч. 1. Л., 1975. 219 с.
12. Пудовкин М. И., Распопов О. М., Клейменова Н. Г. Возмущения электромагнитного поля Земли. Ч. 2. Л., 1976. 270 с.
13. Распопов О. М., Клейменова Н. Г. Возмущения электромагнитного поля Земли. Ч. 3. Л., 1977.
14. Рикитакис Т. Электромагнетизм и внутреннее строение Земли. Л., 1968. 331 с.
15. Руководство по интерпретации и обработке магнитограмм. М., Ин-т земного магнетизма и распр. радиоволн. АН СССР, 1969. 155 с.
16. Храмов А. Н. Палеомагнитная корреляция осадочных толщ. Л., 1958. 218 с.
17. Храмов А. Н., Шолпо Л. Е. Палеомагнетизм. Принципы, методы и геологические приложения палеомагнитологии. Л., 1972. 250 с.
18. Чемберлен Дж. Физика полярных сияний и излучение атмосферы. М., 1963. 777 с.
19. Шолпо Л. Е., Яновский Б. М. Исследование остаточной намагниченности горных пород. Л., 1968. 78 с.

ПРЕДМЕТНЫЙ УКАЗАТЕЛЬ

Авроральная зона *см.* Зона авроральная, Зона Фритца

Авроральный ток *см.* Ток

Ажитация авроральная 472

Азимут астрономический 263

— магнитный 263

Активность магнитная 393—410, 517, 518, 543

— солнечная 400—410, 517

Альвена волна *см.* Волна магнитоги-
дродинамическая

Анализ:

гармонический 75, 389, 390, 421

модульный 89—91

сферический 75, 80, 84—89, 90,

92, 97, 103—106, 150, 152, 287,

391—393

Анизотропия:

естественная кристаллографиче-
ская 170, 171, 213, 214

магнитная 172—175

магнитной восприимчивости 257

Аномалия 256—258

— векового хода 159, 161

— магнитная локальная 107, 110,

125, 256

— мировая 116—120, 148

— отрицательная 121, 362

— положительная 121, 362

— региональная 107, 110, 114

Антиферромагнетизм 181, *см. также*

Антиферромагнетик

Антиферромагнетик 181, 182, 236, 238,

239, 249

— скомпенсированный 181

Археомagnetизм 259, *см. также* Ме-

тод археомagnetный

Бамп 357

Блэк-аут авроральный 499

Бора магнетон *см.* Магнетон Бора

Брейк-ап 446, 451, 480, 518, 538

Буря:

интенсивность 427, 428

магнитная 426—430, 433, 435—

441, 520, 521, 530—551

— большая 421, 432

— с внезапным началом

438, 439

— слабая 427, 432

— с обращенным внезап-

ным началом 438, 439

— умеренная 427, 432

— элементарная отрица-

тельная 442

— — положительная 442

магнитосферная 470, 549—553

частота 428—430

Бухта магнитная 441—446

Варнация:

аперiodическая 430—441

— возмущенная 386

— усредненная 431

бухтообразная 386, *см. также*

Бухта магнитная

вековая 50, 131—133, 138, 139,

144—159, 273, 280, 301, 344,

345, 353—355, 360, 368, 387

— древняя 281, 282

— период 144, 146, 147, 344,

345, 360

— полярорама 154—156

— спектр 144, 344, 353

— ход *см.* Вековой ход

— эпицентр 156, 157

возмущенная 385, 386

— суточная 430, 434, 446—

451

годовая 386

DP2 453—455

DP3 455—459

DP4 459—462

ионосферных параметров 497,

498

классификация 385, 386
 короткопериодическая *см.*
 Пульсации геомагнитные
 лунно-суточная 389, 420—422
 — анализ 420—422
 периодическая 386, 411—425
 невозмущенная 385
 околуполосная 457
 солнечно-суточная 385—393,
 411—419, 422—425, 451—453
 — возмущенная 412
 — спокойная 385, 412—425,
 430
 — причины 422—425
 — усредненная 431, 451—
 453
 спокойная *см.* Варнация невоз-
 мущенная
 элементов 50, 134—143, 146,
 147, 150—152, 154—156, 386—
 393, 411—413, 426
SD 446, 447
 Вековой ход 52, 131—133, 149, 150,
 153, 158, 159, 161
 — — пункты 49, 131
 — — фокус 138, 139, 147—150,
 158
 — — центр *см.* Вековой ход,
 фокус
 Вектор вариации 385, 393
 Вектор-потенциал 25, 320, 347
 Ветер солнечный 20, 406, 530—551
 Взаимодействие в кристалле 170
 — магнитостатическое 248, 249
 — обменное 248—250
 Возмущение:
 авроральное 441—451, 518
 в ионосфере 498—500
 внезапное ионосферное 498
 геомагнитное 426—481
 — бухтообразное *см.* Бух-
 та магнитная
 — в полярной шапке *DPC*
 434, 451—462
 — динамо-теория *см.* Дина-
 мо-теория магнитных воз-
 мущений
 — *DCF* 434—440, 530—533
 — *DR* 434—440
 — локальное 431
 — перманентное 431—434
 — полярное *DPI* 434—451,
 542—545
 — — *DP2* 451—462, 550
 — — *DP3* 451—458,
 — — *DP4* 451—460
 — синфазное 431—434
 классификация 430—434
 Возмущенность магнитная *см.* Актив-
 ность магнитная

Волна:
 магнитогидродинамическая
 (*МГД-волна*) 307, 312—314,
 355
 магнито-архимедо-кориоли-
 совая 345, 355
 МАК-волна см. Волна магнито-
 архимедо-кориолисовая
 МГД-волна см. Волна магнито-
 гидродинамическая
 необыкновенная 493
 обыкновенная 493
 Вольфа числа *см.* Числа Вольфа
 Восприимчивость магнитная 193, 213,
 241, 242, 244, 256, 257
 — дифференциальная 203
 — истинная (или материала) 255,
 258
 — кажущаяся (или формы) 255
 — необратимая 203
 — обратимая 187, 203
 Время задержки 408
 — местное магнитное (геомагнит-
 ное) 100, 418, 445
 — мировое 397, 419, 426, 433, 436,
 441, 450, 454, 458, 460, 461, 472,
 475
 — релаксации 193—202
 Вязкость магнитная 199, 200—204
 — в области Релея 203
 — диффузионная 206
 — среды 308
 — теория 199, 200—203
 — термоактивационная 200—204,
 222, 224
 Высота действующая 490—498, 550
 — однородной атмосферы 485
 Гартмана число *см.* Число Гартмана
 Гаусса ряд *см.* Ряд Гаусса
 Гельмгольца уравнение *см.* Уравне-
 ние Гельмгольца
 Гематит 181, 197, 207, 212, 225, 229,
 230, 232—238
 Гемонильмент 228, 235—238, 249
 Генерация возмущений *DPI* 542—545
 — электрических полей в магни-
 тосфере 538—542
 Гетит 238
 Гироскоп атома 292
 Гистерезис *см.* Явление гистерезиса
 Градиент:
 компонент геомагнитного поля
 101, 102
 температуры адиабатический
 302, 303, 333, 337—339, 343,
 356
 Граница доменная 168, 177—181,
 198—203, 206, 214, 217
 — устойчивости 331, 332

Грина теорема *см.* Теорема Грина
 — функция *см.* Функция Грина
 Гипотеза Блекетта 295—297
 — вращающихся зарядов 292, 293
 — дрейфующих токов 293
 — тектоники плит 362

Девияция 56

Диаграмма векторная 413—415

— Кри 403, 404

— Прейзаха — Нееля 216—221

Динамо:

аксиально-симметричное 320—322

двойное 349—352

модель 349—352

магнитогидродинамическое *см.*

МГ-динамо

униполярное 305—307, 350

Динамо-теория магнитных возмущений 344, 345, 542—545

Динамо-эффект 304—314

— математическое обоснование 307—314

— термодинамическое обоснование 329—339

Диполь 35

— центральный осевой 83, 84, 273, 287, 297, 355

— эксцентричный 83, 84, 355

Диссипация джоулева 329

Диффузия ионов *см.* Вязкость магнитная диффузионная

Доверия круг *см.* Круг доверия

— радиус *см.* Радиус доверия

— угол *см.* Угол доверия

Домен 163, 166—170, 177—180, 199—201, 217, 221

размер 167, 169, 170

Дрейф:

западный *см.* Западный дрейф зарядов 544

континентов 59, 284—287, 362—367

токов 293

— гипотеза 293

Жемчужины *см.* Пульсации геомагнитные $Pc1$

Закон аддитивности 192

— сложения *см.* Закон аддитивности

— Телье 192

Западный дрейф 97, 99, 104, 105, 120, 147—150, 306, 309, 327, 340, 345, 354, 357, 358

Зона авроральная 397, 434, 444, 446, 498, 499, 514—519

— мгновенная 514

— Фритца *см.* Зона авроральная

Зондирование ионосферное 488—495

Ивент *см.* Эпизод геомагнитный

Изоаномала 63

Изогона 63, 65, 67, 68

Изодинамиа 63, 67

Изоκлина 63, 69

Изопора 137—142, 147

Изохазма 514

Ильменит 230—238, 240, 243, 249

Инверсия геомагнитного поля 121, 245, 260, 261, 277—279, 281—284, 287—289, 344—366

Индекс активности магнитной:

A_p 395, 406

AE 397—400, 408—410, 430

AL 397—400

AU 397—400

a_p 394, 395

C 394

D_{st} 396—400, 409, 430

DR 399

ED 399

K 394, 406

K_p 394, 395, 397, 406, 407, 452, 468, 469, 480

Q 396

g_H 396

— возмущенности PC 400, 401, 409

PC_E 400

PC_L 400, 401

u 395, 396

Инкремент 330

— нулевой 331

Ионограмма 490—495

Ионосфера 482—497

параметры 497—500

свойства 482—487

структура 487—497

Ионосферный слой *см.* Слой ионосферы

Исследования международные 17—20

Источник магнитной аномалии 107—130

Итерации процессы *см.* Процесс итерации

Карта изолиний 63—68

— магнитная мировая 63—67

— региональная 64

Касп:

дневной 458, 475, 476, 536, 552

ночной 476, 536, 538

Каталог геомагнитных данных 63—70

Квадруполь 82, 83, *см. также* Момент магнитный

момент 83

Компонента геомагнитного поля 49, 50, *см. также* Составляющие вектора геомагнитного поля

— — — силовая 50

— — — угловая 50

Конвекция 330, 354—356
 — магнитосферная 550
 — тепловая 330—339, 342, 343
 — — условия возникновения 330—339
 Контакт обожженный 280, 281
 Контур замкнутый 36
 — линейный 35—37
 Координаты геомагнитные 100
 Координаты геомагнитные исправленные 101, 102
 Корреляция палеомагнитная осадочных толщ 287—289
 Козрцитивная сила 176, 179—181, 193—195, 213, 244
 Козрцитивный спектр 213—221, 226, 265
 Коэффициент:
 вязкости магнитной 204—206
 разматничивания 39, 180, 181, 248, 255, 257
 — цилиндра 256
 — шара 39, 253, 256, 257
 — эллипсоида 254, 256
 ряда Гаусса 74—106, 118, 139, 440
 сферический гармонический 91—97
 Кривая намагничивания 175—178, 186, 203
 — основная 186, 189
 — гистерезиса 178, 179, 186, 188
 Кри диаграмма *см.* Диаграмма Кри
 Кристаллы ферромагнитный 169—179
 Круг доверия 271, 272
 Кучность 211, 212, 225, 270—272, 282
 Кюри точка *см.* Точка Кюри
 Лапласа уравнение *см.* Уравнение Лапласа
 Лапласа функция *см.* Функция Лапласа
 Лежандра полином *см.* Полином Лежандра
 Лейпдокрокит 238
 Линия огоническая *см.* Огоническая линия
 — падения 262, 263
 — силовая, *см.* Силовая линия
 Лунная порода 243—245
 Магнетон Бора 162, 183, 184
 Маггемит 197, 226, 229, 230—235
 Магнетит 182, 190, 197, 205—207, 212—214, 225—236, 240, 247—251, 298
 Магнитное склонение *см.* Склонение магнитное

Магнитогидродинамика 307—315, 330, 464
 — уравнения 307—315, 329
 Магнитограмма 386, 387, 400, 401, 411—413, 418, 420, 437, 441, 442, 457, 468, 550
 Магнитопауза 519, 551, 552
 Магнитосопряженные точки 20, 466, 467
 Магнитострикция 171—177, 207
 Магнитосфера 3, 7, 20, 399, 434, 476—481, 530—553
 — строение 533—537, 552
 — форма 534—536
 Мантия плазменная 552
 МГ-динамо 307—344
 Международное аналитическое поле (МАП) *см.* Поле
 Меридиан магнитный 49, 50, 65, 70
 Метеориты 240—244
 Метод:
 археомагнитный 62, 105, 133, 138, 143, 144, 148, 259, 358
 выделения вариаций 386—393
 «галек» 225, 266
 кругов (плоскостей) перематничивания 225, 266
 магнитной чистки 225, 226, 264—266
 — — временной 225, 226, 264, 265
 — — переменным магнитным полем 225, 226, 264, 265
 — — температурной 225, 226, 264, 265
 — — химической 264
 палеомагнитный 290
 — — расчленения корреляции осадочных толщ 287—289
 полевой выделения первичной намагниченности 225
 «складок» 225
 статистический 387—389
 съемок косвенный 62
 Механизм «порядок — беспорядок» 250
 Миграция полюсов 275, 276, 284—287, 289
 Минералы магнитные 227—240, 361
 Модель самовозбуждения поля *см.* Поле, самовозбуждение
 Момент магнитный:
 Земли 81—84, 97, 98, 139—144, 279—281
 квадруполья 83
 контура тока 36, 37, 346
 тела 36, 37, 42, 72
 Мультиполь 82, 83

Наклонение магнитное 11, 50, 56, 63,
 73, 124, 131, 133, 143, 146, 506
 Намагниченность 37, 62, 121, 159,
 185—258, 297—298
 — вязкая 186, 199—206, 214—216,
 221, 264
 — в области Релея 187, 203 218
 — динамическая 186, 206, 208, 209,
 222, 264
 — естественная остаточная 121,
 185, 241—245, 259—266
 — зависимость от формы 251—256
 — идеальная 186—189, 222—226
 — изотермическая 185, 224
 — индуктивная 121, 190, 251—258
 — индуцированная 121
 — мгновенная *см.* нормальная
 — нормальная 185—187, 193, 222,
 223, 243
 — насыщения 165—183, 193—198,
 200, 201, 224—226, 233, 236—
 238, 245—249
 — обратная 121, 245—251, 276,
 287, 288
 — ориентационная 186, 209—213,
 264
 — остаточная 185—258, 280
 — первичная 224—227, 262, 264—
 266, 276, 280
 — прямая 228, 245, 276, 287
 — пьезоостаточная 206—208, 222
 — самообращение 121, 245—251
 — спонтанная 164, 181, 193,
 245—251
 — стабильность 221—227, 261, 264
 — тела 37, 38
 — термовязкая 186, 221
 — термоостаточная 189—197,
 222—226, 247—250, 264
 — парциальная
 186, 192
 — переходная 186,
 213—216
 — химическая 197—199, 222—226,
 264—266
 Намагничивание:
 виды 185, 186, *см. также* На-
 магниченность
 монокристалла 174—179
 однодоменного кристалла *см.*
 Намагничивание монокри-
 сталла
 Напряженность поля древнего гео-
 магнитного 279—281
 — — внутреннего раз-
 магничивающего 252
 Начало внезапное 438
 Нееля точка *см.* Точка Нееля
 Неустойчивость жидкости 330—339
 — плазмы 475, 538, 550

Область пробегов длинных 504—507
 — — коротких 504—507
 — Релея 187, 203—206, *см. так-
 же* Намагниченность в области
 Релея
 Обсерватория магнитная 61, 62, 386
 Огоническая линия 65
 Однодоменная частица 179—181
 Отклонение стандартное 271
 Ось магнитная земного шара 266—
 268, 345—352
 — намагничивания легкого 170
 233
 — трудного 170
 Палеомагнитная шкала *см.* Шкала
 палеомагнитная
 Палеомагнетизм 259—290
 Парапроцесс 178
 Педерсена проводимость *см.* Прово-
 димость Педерсена
 Пирротин 239, 240
 — α -превращение 239
 — γ -превращение 239
 — λ -тип 239
 Питч-угол 538, 548
 Плазмопауза 536
 Плазмосфера 474, 536
 Плоскость магнитного меридиана 49
 Поверхность Мохо 361
 Поглощение радиоволн типа поляр-
 ной шапки 499
 Поле:
 аналитическое 91, 92
 аномальное 51, 107, 120—130
 вариаций 107, 273
 вихревое 76, 79, 80, 325
 вмороженное 314, 324, 538, 542,
 545, 550
 внешнее 51, 76, 92—97, 153
 внутреннее 76—79, 96, 97
 возмущения 434
 геомагнитное 161, 552
 главное магнитное Земли 51,
 107
 дипольное 107, 530, 531, 533
 древнее 268—272, 279—284
 международное аналитическое
 см. Международное аналити-
 ческое поле (МАП)
 межпланетное 20, 406—410,
 459—461, 530—543, 549
 — секторная струк-
 тура 459—461
 мировых аномалий 107
 недипольное 107, 116—120
 нормальное 107—115
 однородно намагниченной сфе-
 ры 71—73
 палеомагнитное 273

переменное электромагнитное 51, 385
 полюидальное 316—320
 постоянное геомагнитное 51
 — происхождение 291—298, 304—344
 самовозбуждение 322—329
 стационарное 23—48
 — аналитическое описание 23—34
 тороидальное 316—319, 323, 334—339
 электрическое в магнитосфере 538—542
 DCF-токов 530—533
 DR-токов 399
 Полюном Лежандра 28, 42, 44, 440
 — — присоединенный 29, 43, 74—106, 317
 Полюс:
 виртуальный 268—274, 284
 географический 65
 геомагнитный 81, 97, 105, 273
 магнитный 65—70
 — северный 65—70
 — южный 65—70
 палеомагнитный 273—275, 284—287
 — миграция 284—287
 положение 272, 273, 289
 Полярное сияние 507—530, 537, 538
 высота 509—514
 диффузное 507
 зона *см.* Зона авроральная
 лентообразное 507
 лучевое 507, 509—514, 529
 распределение 514, 515
 связь с активностью 517—519
 спектр 515—517
 теория 520—530
 форма 507, 508, 518
 яркость 508, 509, 529
 Порода лунная *см.* Лунная порода
 Постоянная анизотропии 172
 — — кристаллографической 171, 233
 Постоянная Эйлера 203
 Последствие магнитное *см.* Вязкость магнитная
 — — термоактивное *см.* Вязкость магнитная
 Потенциал:
 геомагнитный 73
 представление 73—76
 разложение *см.* Ряд Гаусса
 Пояс радиации 545
 Прейзаха — Нееля диаграмма *см.* Диаграмма Прейзаха — Нееля
 Прецессия геомагнитной оси 139—142

Проводимость ионосферы 500—507
 — Педерсена 503—507
 — продольная 502—506
 — Холла 503—507
 Процесс итерации 90, 104
 — размагничивания 187
 — регенерации 327—329
 Пуассона теорема *см.* Теорема Пуассона
 — уравнение *см.* Уравнение Пуассона
 — формула *см.* Формула Пуассона
 Пульсации геомагнитные 386, 462—481
 гигантские 468
 нерегулярные 465, 470—481
 — авроральные 472
 — короткие 471, *см. также* *Sip*, *PiB*
 — полярные 475, 476
 — с убывающим периодом (КУП) 472—474, 479, 480
 — *Pi1* 470, 471
 — *Pi2* 470, 472—474, 479, 481, 537, 550
 — *Pi3* 470—474, 479
 — *PiB* 471
 — *PiC* *см.* Пульсации геомагнитные авроральные
 — *Sip* 471
 — цуги 474
 классификация 464, 465
 общая характеристика 462—464
 основные свойства 465, 476
 устойчивые 465—470, 480
 — *Pc1* 465—467, 480
 — *Pc2*, 3 467, 468, 480
 — *Pc4* 468, 469
 — *Pc5* 469, 470, 479
 — *Pc6* 470, 471
 — центр 470
 Пункт опорный 53
 Радиоволна обыкновенная 493
 — необыкновенная 493
 Радиус критический частицы 180
 — доверия 271, 272
 Равновесие гидростатическое 330—339
 — — устойчи-
 — вость *см.* Устойчивость гидростатического равновесия
 Размагничивания метод *см.* Метод размагничивания
 — процесс *см.* Процесс размагничивания
 Размер доменов *см.* Домен
 Распределение Фишера 269—271
 Регенерации процесс *см.* Процесс регенерации

- Рейнольдса число *см.* Число Рейнольдса
- Релея область *см.* Область Релея
— число *см.* Число Релея
- Решетка шпинельная *см.* Структура шпинельная
- Ряд Гаусса 73—106
— сферический гармонический 41—45, 74—106
- Самообращение намагниченности *см.* Намагниченность
— магнитной оси земного шара *см.* Инверсия геомагнитного поля
- Свист 467
- Сеть опорная аэромагнитная 61
- Сила коэрцитивная *см.* Коэрцитивная сила
- Силовая линия замороженная 314
- Система токовая *см.* Токовая система
- Сияние полярное *см.* Полярное сияние
- Склонение магнитное 10, 50, 65—70, 103—105, 131, 132, 146
- Скорость радиоволны групповая 490, 491, 494
- Скорость радиоволны фазовая 489
- Слой ионосферный 487—507
— — простой 494
— — E 416, 487, 488, 491—505
— — E_s 487, 488, 492—505
— — D 487, 488, 492—505
— — F_1 487, 488, 492—505
— — F_2 487, 488, 492—505, 550
— магнитосферы нейтральный 535
— магнитосферы плазменный 536, 538, 551
- Смещение доменных границ 178, 179, 200, 201
- Составляющая вектора геомагнитного поля 49, 50, *см. также* Силовая компонента
— — вертикальная 49, 63, 66, 72, 73, 78—81, 88—90, 102—104, 124
— — восточная 49, 63, 73, 78—81
— — горизонтальная 49, 63, 67, 72, 73, 102—104, 124
— — северная 49, 63, 72, 73, 78—81, 88—90, 102—104
- Состояние размагниченное абсолют-но-нулевое 186
— — нулевое 186
— — суперпарамагнитное 198, 199
- Спектр коэрцитивный *см.* Коэрцитив-ный спектр
— пространственный магнитного поля Земли 108—111
- Спин электрона 163—179, 183
- Стабильность намагниченности *см.* Намагниченность
- Стандартное отклонение 271
- Станция ионосферная 490
- Строение Земли 298—304, 353—367
— магнитосферы 530—548
- Структура:
— доменная 166—170, 177—179
— магнитного поля Земли 107—130
— шпинельная инверсионная 182
— — нормальная 182
- Суббуря магнитная 397, 442—451, 476—481, 537, 538, 549—552, 435, 438, 451
— фаза 446, 474—481, 537, 538, 543
- Суперпарамагнетизм 198, 199
- Съемка аэромагнитная 59—61
— магнитная глобальная 51
— — компонентная 51
— — локальная 51
— — модульная 51
— — морская 54—59
— — наземная 52—54
— — спутниковая 61, 133
- Тейлора число *см.* Число Тейлора
- Телье закон *см.* Закон аддитивности
- Температура блокирующая 191, 195, 196, 224
— — внутри Земли 301—304
- Тензор размагничивания 252, 255
- Теорема Грина 30, 31
— Каулинга 320, 322
— Пуассона 39
- Теория DR -токов 545—548
- Титаномагнетит 227—236, 247, 250, 251
- Ток:
— авроральный 543
— DCF 399, 434, 435, 545
— DPC 434
— DR 398, 399, 545—548, 550
— дрейфовый 544, 546, 547
— дрейфующий 293
— кольцевой 545, 549—551
— намагничивания 547
— Холла 543
- Токовая система эквивалентная 415—419, 445—462
- Точка изотропная 213—216, 233
— — Кюри 163, 165, 190, 232—241, 245—251, 298, 361

- магнитосопряженная *см.* Магнитосопряженные точки
- Нееля 181, 183, 184
- нейтральная магнитосферы 532, 534, 537
- сопряженная 33

Угол доверия 271

Угловая компонента *см.* Элементы земного магнетизма

Ульвошпинель 233, 234

Уравнение Гельмгольца 317

- геострофическое 310
- гидродинамики 308
- Лапласа 23—30, 33, 43, 45
- — решение 23—30
- магнитной гидродинамики *см.* Магнитогидродинамика
- Пуассона 23
- Эйлера 27

Устойчивость гидростатического равновесия 330, 336
граница 335

Фаза суббури *см.* Суббуря магнитная

Феррит 181—184

Ферромагнетизм 162—181

Ферромагнетик 162—181

свойства малых частиц 179—181

структура 166—169

устойчивое состояние 173—174

Фишера распределение *см.* Распределение Фишера

Фокус векового хода *см.* Вековой ход

Форма полярных сияний *см.* Полярное сияние

Формула Пуассона 30—34

Фритца зона *см.* Зона Фритца

Функция автокорреляционная 128—130

— Бесселя 317

— Грина 32—34

Характеристики геомагнитные *см.*

Индексы

— международные 393

— *DR* 399

— *ED* 399

Холла проводимость *см.* Проводимость Холла

— ток *см.* Ток

Центр векового хода *см.* Вековой ход

— Земли магнитный 84, 97, 98, 105, 106, 287

— *Pc5* *см.* Пульсации *Pc5*

Частица однодоменная *см.* Однодоменная частица

Частица критическая слоя ионосферы 492—497

— магнитных суббурь 428—430

— плазменная 492—497

— циклотронная 493—505

Число Вольфа 403

— Гартмана 336

— Рейнольдса критическое 340, 341

— Релея 336—338

— Тейлора 336

Чистка магнитная *см.* Метод магнитной чистки

Шапка полярная 400, 401, 433, 434, 451—462, 481, 538—540.

Шипение 467

Шкала палеомагнитная геохронологическая 289, 290, 362—365

— инверсий 364, 365

Шпинель инверсионная 182, *см. также*

Структура шпинельная инверсионная

— нормальная 182, *см. также*

Структура шпинельная нормальная

— обратная *см.* Шпинель инверсионная

Эйлера постоянная *см.* Постоянная Эйлера

Эйлера уравнение *см.* Уравнение Эйлера

Электроджет:

авральный 397, 444, 445, 458, 543

восточный 397, 447—451, 472, 479, 480

западный 397, 447—451

Электропроводность:

ионосферы *см.* Проводимость

ионосферы

мантии 301

ядра Земли 301

Электроструя *см.* Электроджет

Элементы земного магнетизма 50, *см. также* Составляющие вектора геомагнитного поля

Экватор магнитный 69, 424, 526

Энергия:

анизотропии 169—172

— кристаллографической магнитной 170—172

внутренняя 163, 164, 173

граничного слоя 168—170

ионизации 483—485

магнитная 173, 175

магнитостатическая 169, 173

магнитоупругая 171, 172, 224

обменная 163—166

поверхностная *см.* Энергия граничного слоя

плотность 170

упругих напряжений 172
Эпизод геомагнитный 278, 289
Эпицентр вековой вариации *см.* Ва-
риация вековая
Эпоха 63
— магнитная 289
Эра магнитная 289

Явление гистерезиса 178—179
Ядро Земли 304—307, 330, 337, 339—
345
механические свойства
299—301, 330
температура 301—304, 337—339
электрические свойства 301

ОГЛАВЛЕНИЕ

Предисловие редактора	3
Введение. Краткие исторические сведения	9

Часть I

ГЛАВНОЕ МАГНИТНОЕ ПОЛЕ ЗЕМЛИ

Основные условные обозначения	22
Глава 1. Основные законы стационарного магнитного поля	23
§ 1. Аналитическое описание стационарного магнитного поля Общие положения (23). Решение уравнения Лапласа (25). Формула Пуассона (30).	—
§ 2. Магнитное поле замкнутого линейного контура	35
§ 3. Магнитное поле намагниченного тела Потенциал намагниченного тела (37). Разложение по- тенциала намагниченного тела в ряд по сферическим функциям (41).	37
§ 4. Обратная задача теории потенциала	45
Глава 2. Элементы магнитного поля Земли, его представление и мето- ды исследования	49
§ 1. Элементы земного магнетизма	—
§ 2. Методы исследования магнитного поля Наземные съемки (52). Морские съемки (54). Аэромаг- нитные съемки (59). Спутниковые съемки (61). Магнит- ные обсерватории (61). Косвенные методы (62).	51
§ 3. Методы представления геомагнитного поля Каталоги (62). Карты (63).	62
Глава 3. Аналитическое представление магнитного поля Земли	71
§ 1. Представление магнитного поля с помощью сферических гармонических функций Магнитное поле Земли как поле однородно намагничен- ной сферы (71). Представление геомагнитного потенциа- ла и его производных в виде ряда (73). Разделение гео- магнитного поля на «внутреннее», «внешнее» и «вихре- вое» (76). Физическое значение членов ряда Гаусса (80).	—

§ 2. Современные сферические гармонические и модульные анализы	84
Сферические гармонические анализы (84). Модульный анализ (89). Анализ сферических гармонических коэффициентов (91). Основные характеристики геомагнитного поля по данным сферических гармонических анализов (97). Сферические гармонические анализы поля за прошлые эпохи (102).	
Глава 4. Структура магнитного поля Земли	107
§ 1. Геомагнитное поле как сумма полей, созданных различными источниками	—
§ 2. Методы разделения поля на составляющие	110
§ 3. Недипольная и аномальная части главного магнитного поля	116
Недипольное поле (116). Аномальное поле (120).	
Глава 5. Вековые вариации магнитного поля Земли	131
§ 1. Вековые вариации и их характеристики	—
Вековой ход (131). Центры векового хода (138). Изменение магнитного момента Земли (139). Спектр вековых вариаций (144). Западный дрейф геомагнитного поля (147).	
§ 2. Анализ результатов наблюдения вековых вариаций	151
§ 3. Вековые вариации и другие геофизические явления	157
§ 4. Аномалии векового хода	159
Глава 6. Основы теории ферромагнитных явлений	162
§ 1. Феноменологическая теория ферромагнетизма	—
Внутренняя обменная энергия ферромагнетиков (163). Доменная структура ферромагнетиков (166). Энергия граничного слоя (168). Размер доменов (169).	
§ 2. Основные типы взаимодействий в ферромагнитном кристалле	170
Энергия анизотропии (170). Магнитоупругая энергия и энергия упругих напряжений (171). Магнитостатическая энергия (173). Магнитная энергия (173). Условия устойчивого состояния ферромагнетика (173).	
§ 3. Процесс намагничивания ферромагнитного кристалла	174
Намагничивание однодоменного кристалла (174). Намагничивание монокристалла с доменной структурой (177). Явление гистерезиса при смещении границ доменов (178).	
§ 4. Свойства малых частиц ферромагнетика	179
§ 5. Антиферромагнетизм	181
Скомпенсированные антиферромагнетики (181). Ферриты (181).	
Глава 7. Магнетизм горных пород	185
§ 1. Виды намагничивания	—
§ 2. Нормальная и идеальная намагниченности	186
Нормальная намагниченность (186). Идеальная намагниченность (187).	
§ 3. Термоостаточная намагниченность	189
§ 4. Химическая намагниченность	197
§ 5. Вязкая намагниченность	199
Теория магнитной вязкости (199). Вязкость в области Релея (203).	

§ 6. Пьезо- и динамическая намагниченности	206
Пьезоостаточная намагниченность (206). Динамическая намагниченность (208).	
§ 7. Ориентационная намагниченность	209
§ 8. Переходная термоостаточная намагниченность	213
§ 9. Описание остаточной намагниченности с помощью диаграммы Прейзаха	216
§ 10. Стабильность различных видов остаточной намагниченности	221
§ 11. Магнитные минералы	227
Условия образования (227). Магнитные свойства (231).	
§ 12. Магнитные свойства метеоритов и лунных пород	240
§ 13. Причины обратной намагниченности горных пород	245
§ 14. Зависимость намагниченности любого тела от его формы	251
§ 15. Зависимость интенсивности аномалий от магнитных свойств горных пород	256
Глава 8. Палеомагнетизм	259
§ 1. Возникновение учения о палеомагнетизме и его основные принципы	—
§ 2. Методы палеомагнитных исследований	262
Отбор образцов (262). Определение направления вектора естественной остаточной намагниченности (263). Определение первичной намагниченности (264). Определение направления магнитной оси земного шара (266). Оценка погрешности определения древнего магнитного поля (268). Оценка погрешности определения местоположения геомагнитных полюсов (272). Палеомагнитные полюсы (272).	
§ 3. Результаты палеомагнитных исследований	275
Геомагнитные инверсии (275). Напряженность древнего геомагнитного поля (278). Древние вековые вариации и инверсии геомагнитного поля (281). Миграция полюсов и дрейф континентов (285).	
§ 4. Использование данных палеомагнитных исследований в геологии	287
Палеомагнитный метод расчленения и корреляции осадочных толщ (287). Определение возраста горных пород по положению палеомагнитных полюсов (288). Палеомагнитная геохронологическая шкала (289). Палеомагнитный метод изучения деформации земной коры (290).	
Глава 9. Физические теории главного магнитного поля Земли	291
§ 1. Гипотезы происхождения магнитного поля Земли	—
§ 2. Внутреннее строение Земли и ее физические свойства	298
Механические свойства (298). Электрические свойства (301). Температура внутри Земли (301).	
§ 3. Ядро земного шара как источник его магнитного поля	304
§ 4. Математическое обоснование теории динамо-эффекта	307
§ 5. Вращение проводящей сферы в постоянном магнитном поле	315
§ 6. Теорема о невозможности аксиально-симметричного динамо	320
§ 7. Модель самовозбуждения поля Э. Булларда	322
§ 8. Термодинамическое обоснование динамо-эффекта	329
Неустойчивость жидкости в поле тяжести (330). Неустойчивость жидкости при отсутствии внешних воздействий (337). Неустойчивость жидкости при внешних воздействиях (338).	

§ 9. Условия образования тороидального магнитного поля В _л в ядре в процессе регенерации	340
§ 10. Основные особенности геомагнитного поля, объясняемые динамо-теорией	334
§ 11. Теория самообращения магнитной оси земного шара	346
Заключенные. Внутреннее строение Земли по геомагнитным данным	354
Указатель литературы	369

Часть II

ПЕРЕМЕННОЕ МАГНИТНОЕ ПОЛЕ ЗЕМЛИ

Основные условные обозначения	384
Глава 1. Вариации магнитного поля Земли и методы их исследования	385
§ 1. Классификация магнитных вариаций	—
Невозмущенные вариации (385). Возмущенные вариации (386).	
§ 2. Методы выделения суточных магнитных вариаций	386
Статистические методы (387). Метод гармонического анализа (389). Метод сферического анализа (391).	
§ 3. Магнитная активность и ее характеристики	393
Меры активности (393). K_p -Индекс и a_p -индекс (394). u -Мера (395). Q -Индекс и r_H -индекс (396). AU -Индекс, AL -индекс и AE -индекс (397). D_{st} -Индекс (398). PC -Индекс и PC_L -индекс (401).	
§ 4. Солнечная активность и ее связь с магнитной активностью	401
Глава 2. Периодические геомагнитные вариации	411
§ 1. Солнечно-суточные вариации геомагнитного поля	—
§ 2. Система электрических токов, соответствующая полю суточных геомагнитных вариаций	415
§ 3. Лунно-суточные вариации геомагнитного поля	420
§ 4. Физические причины солнечно-суточных геомагнитных вариаций	423
Глава 3. Геомагнитные возмущения	426
§ 1. Магнитные бури	—
Общая характеристика (426). Интенсивность магнитных бурь (427). Частота магнитных бурь (428).	
§ 2. Классификация геомагнитных возмущений	430
Классификация Чепмена — Бартельса (430). Классификация М. Боброва (431). Современная классификация (434).	
§ 3. DCF -Возмущение и DR -возмущение	435
§ 4. Авроральные магнитные возмущения	441
Общая характеристика (441). Возмущенная суточная SD -вариация (446). Магнитная суббуря (токовые системы) (447).	
§ 5. Возмущения в полярных шапках	451
Усредненная солнечно-суточная вариация S_q^p (452). $DP2$ -Вариация (453). $DP3$ -Возмущения (приполюсные DP -вариации) (457). $DP4$ -Вариация (459).	
§ 6. Геомагнитные пульсации	462
Общая характеристика (462). Классификация (464). Основные свойства (465).	
§ 7. Развитие суббури в геомагнитных пульсациях	476
Предварительная фаза (476). Взрывная фаза (479). Восстановительная фаза (480). Суббуря при малых K_p (480).	

Глава 4. Явления, сопутствующие геомагнитным вариациям	482
§ 1. Ионосфера и ее свойства	—
Образование ионосферы (482). Структура ионосферы (487). Регулярные вариации ионосферных параметров (497). Геомагнитные возмущения и возмущения в ионосфере (498). Электропроводность ионосферы (500).	
§ 2. Полярные сияния	507
Форма сияний (507). Яркость сияний (508). Направление лучей сияний (509). Высота сияний (509). Географическое распределение сияний (514). Спектр сияний (515). Связь сияний с магнитной и солнечной активностями (517).	
Глава 5. Теория полярных сияний и магнитных возмущений	520
§ 1. Теория полярных сияний К. Штёрмера	521
§ 2. Взаимодействие солнечного ветра с геомагнитным полем. Строение магнитосферы	530
Поле <i>DCF</i> (530). Строение магнитосферы (533). Развитие магнитосферной суббури по наземным данным (537). Генерация электрических полей в магнитосфере (538). Генерация <i>DP1</i> -возмущений (542). Теория <i>DR</i> -токов (545).	
Заключение. Магнитосферная буря: современное состояние проблемы и перспективы исследований	549
Указатель литературы	554
Приложения	562
I. Суточный ход склонения в г. Павловске. Июнь 1930 г. (562). II. Список обсерваторий (564). III. Рекомендуемая литература по курсам «Гравитационное и магнитное поле Земли», «Аэрономия» и «Основы теории магнетизма» (562).	
Предметный указатель	578

ИБ № 707

ЯНОВСКИЙ Борис Михайлович

ЗЕМНОЙ МАГНЕТИЗМ

Редакторы издательства Т. В. Мызникова, И. Н. Рязанова
Технический редактор И. Г. Сидорова
Корректоры Е. К. Терентьева, Н. М. Каплинская
Переплет художника Б. Н. Осенчакова

Сдано в набор 31/V 1977 г. Подписано к печати 2/II 1978 г. Формат бумаги 60×90^{1/16}. Бумага
тип. № 3. Печ. л. 37+0,5 вкл. Уч.-изд. л. 34,48. Тираж 3245 экз. Заказ 1429. Цена 1 р. 35 к.
Издательство ЛГУ им. А. А. Жданова
199164, Ленинград, Университетская наб., 7/9.

Типография им. Анохина
Управления по делам издательств, полиграфии и книжной торговли
Совета Министров Карельской АССР
Петрозаводск, ул. «Правды», 4.